PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

vereinigt mit dem

JAHRBUCH DER RADIOAKTIVITÄT UND ELEKTRONIK

Nr. 13 — 1. Juli 1938 — Redaktionsschluß für Nr. 15 am 15. Juli 1938 — 39. Jahrgang

INHALT:

Abhandlungen:

J. Stark, R. Ritschl u. H. Verleger, Weitere Erfahrung über die Axialität der Lichtemission des Wasserstoffatoms im elektrischen Feld. S. 503.

J. Stark und R. Ritschl, Lichtemission und Ionisierung von Bewegungszuständen des Wasserstoffatoms in starken elektrischen Feldern. S. 517.

M. Toepler, Über den Lichtstoß des Funkens und die Senkung der Funkenspannung durch ihn. S. 523.

F. C. Frank, Quasi-kristalline und kristalline Flüssigkeiten. S. 530.

Besprechungen:

A. Schoch, Die physikalischen und technischen Grundlagen der Schalldämmung im Bauwesen. S. 534.

Nachrichten. S. 534.

ABHANDLUNGEN

Weitere Erfahrung über die Axialität der Lichtemission des Wasserstoffatoms im elektrischen Feld[1])

Von J. Stark, R. Ritschl und H. Verleger

Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt

I. Allgemeines

1. Leitende Vorstellungen

Die Vorstellung[2]) von der axialen ringförmigen Struktur des Elektrons, die Vorstellung[3]) von der axialen Anordnung der Bewegungszustände des Oberflächenelektrons um eine ausgezeichnete Atomachse und endlich die Vorstellung[3]) von der axialen Einstellung eines Atoms im elektrischen Feld sind aus gewissen Erfahrungen gewonnen und haben bereits zu neuen Erfahrungen geführt. Sie haben sich auch bei der Auffindung der neuen Erscheinungen fruchtbar erwiesen, die in der vorliegenden Mitteilung beschrieben sind. Darum ist es gerechtfertigt, daß sie in dieser Einleitung zwecks einer Übersicht im Zusammenhang kurz dargestellt werden.

Gemäß den Darlegungen an früherer Stelle[4]) sind das freie und das an ein Atom gebundene Elektron als ein ringförmiger Körper zu denken, der in einer Drehbewegung um seine Figurenachse begriffen ist und infolgedessen ein magnetisches Moment in seiner Figurenachse besitzt.

Das Oberflächenelektron eines Atoms, so des Wasserstoff-Atoms, hat gemäß früheren Darlegungen im energetisch tiefsten Zustand seine Achse in die Atomachse eingestellt; sein Mittelpunkt ruht in dieser, während der ringförmige Körper des Elektrons eine Drehbewegung um seine Achse ausführt. Dieser Grundzustand des Elektrons an der Atomoberfläche ist strahlungslos. Außer ihm gibt es noch andere strahlungslose Bewegungszustände des Elektrons, die sich durch ihre Energie-Inhalte unterscheiden. So kann das Elektron für den Fall, daß seine Figurenachse mit der Atomachse zusammenfällt, verschiedene Drehgeschwindigkeiten um seine Figurenachse haben; die Drehimpulse im Grundzustand und in den energetisch höheren Zuständen größerer Drehgeschwindigkeit verhalten sich wie 1 : 2 : 3 usw. Außer diesen strahlungslosen Bewegungszuständen gibt es für einen jeden der vorstehenden Drehimpulse der Kreiselbewegung des Elektrons ausgezeichnete strahlungslose Präzessionsbewegungen des Elektrons um die zugeordnete Atomachse; ihre Drehimpulse verhalten sich wie 0 : 1 : 2 : 3 usw.

In einem elektrischen Feld erfährt ein Atom eine bestimmte axiale Einstellung, indem die einem Elektron zugeordnete Atomachse entweder mit der Feldachse zusammenfällt oder zusammen mit dem Elektron eine Präzessionsbewegung um die Feldachse ausführt; die Drehimpulse dieser strahlungslosen Präzessionsbewegungen verhalten sich wie 0 : 1 : 2 : 3 usw.

Gemäß den vorstehenden Vorstellungen läßt sich ein strahlungsloser Bewegungszustand eines Oberflächenelektrons im elektrischen Feld durch

1) Die leitenden Gedanken in dieser Untersuchung und die Auswertung der in ihr gewonnenen Spektrogramme rühren von Stark her, die spektralen Aufnahmen für den Fall des Abklingleuchtens von Ritschl, diejenigen für den Fall des Druckleuchtens von Verleger.

2) J. Stark, Physik. Zeitschr. **38**, 269, 1937.

3) J. Stark, Die Axialität der Lichtemission und Atomstruktur. Polytechnische Buchhandlung A. Seydel, Berlin 1927; Physik. Zeitschr. **38**, 349, 1937.

4) J. Stark, Ann. d. Phys. **4**, 692–694, 1930.

die Angabe von drei Drehzahlen (Verhältniszahlen der Drehimpulse) kennzeichnen: der Drehzahl k der Kreiselbewegung des Elektrons, der Drehzahl a der Präzessionsbewegung um die Atomachse und der Drehzahl f der Präzessionsbewegung um die Feldachse. In dem Tripel der drei Drehzahlen eines strahlungslosen Bewegungszustandes soll im folgenden die Drehzahl der Kreiselbewegung an dritter Stelle, diejenige der Präzessionsbewegung um die Atomachse an zweiter Stelle, diejenige der Präzessionsbewegung um die Feldachse an erster Stelle stehen. Im Bewegungszustand (Bahn) 012 hat also das Elektron eine Kreiselbewegung um seine Figurenachse mit dem relativen Drehimpuls 2, eine Präzessionsbewegung um die Atomachse mit dem Drehimpuls 1 und eine Präzessionsbewegung um die Feldachse mit dem Drehimpuls 0.

Die Linien einer Serie, die beim Übergang des Elektrons von einem energetisch höheren Bewegungszustand nach einem energetisch tieferen emittiert werden, haben den energetisch tieferen Zustand (Endbahn) gemeinsam und für ihre energetisch höheren Zustände dieselbe Drehzahl der Kreiselbewegung des Elektrons und dieselbe Drehzahl für die Präzessionsbewegung um die Feldachse. Die Formel 002 — 0a3 stellt also die Linienserie dar, welche emittiert wird, wenn das Elektron aus einer Anfangsbewegung 0a3 unter Änderung der Kreiseldrehzahl von 3 auf 2 in die Endbewegung 002 übergeht.

Über die Lichtemission eines Atoms im elektrischen Feld lassen sich hinsichtlich der Polarisation folgende Überlegungen anstellen, und zwar für den Fall des Quereffektes, wenn also die Beobachtungsachse senkrecht zur Feldachse steht. In diesem Falle überwiegt die elektrisch senkrecht zur Feldachse schwingende Intensität bei denjenigen Serien (*se*-Serien), bei deren Emission die Drehzahl der Kreiselbewegung sich ändert; es steht nämlich bei ihnen die Beschleunigung der einzelnen Ladungsteile des Kreiselelektrons während der Drehzahländerung überwiegend senkrecht zur Feldachse. Dagegen überwiegt die elektrisch parallel der Feldachse schwingende Intensität bei denjenigen Serien (*pa*-Serien), bei deren Emission die Drehzahl der Kreiselbewegung sich nicht ändert, sondern nur die Drehzahl der Präzessionsbewegung um die Atomachse; es steht nämlich bei ihnen die Beschleunigung der einzelnen Ladungsteile des präzedierenden Elektrons bei der Drehung seiner Achse aus einer größeren Neigung zur Atomachse in eine kleinere Neigung überwiegend parallel der Feldachse.

Infolge der Kreiselbewegung des Elektrons sind zwei entgegengesetzte Einstellungen des Wasserstoffatoms im elektrischen Feld möglich. Es kann nämlich sein Elektron entweder zwischen dem positiven Kern und der Feldanode (anodische Bewegungszustände, anodische Bahnen) seine Bewegungen ausführen oder zwischen dem positiven Kern und der Feldkathode (kathodische Bewegungszustände, kathodische Bahnen).

Das über das Wasserstoffatom gelagerte elektrische Feld kann nicht die Kreiselbewegungen des Elektrons ändern, wohl aber die Energie seiner Präzessionsbewegung um die Atomachse und diejenige der Präzessionsbewegung um die Feldachse, indem es in den anodischen Bewegungszuständen die Elektronachse näher an seine eigene Achse herandrückt und damit den Energie-Inhalt des Systems Elektron-Atomrest (kurz „des Elektrons") verkleinert, während es in den kathodischen Bewegungszuständen umgekehrt die Elektronachse von seiner eigenen Achse fortdrückt und damit den Energie-Inhalt des Elektrons vergrößert.

Die Änderung des Energie-Inhaltes des Elektrons durch ein äußeres elektrisches Feld hat im allgemeinen eine Änderung der Frequenzen der Linien zur Folge, welche beim Übergang aus einem energetisch höheren Bewegungszustand (2) nach einem energetisch tieferen (1) emittiert werden. Diese Änderung der Frequenzen wird in sehr guter Übereinstimmung mit der Erfahrung durch die bekannte Epsteinsche Formel[1]) dargestellt, die hier unter Anwendung auf die obigen Vorstellungen in folgender Form wiedergegeben sei. Es sei k die Drehzahl der Kreiselbewegung des Elektrons, a diejenige der Präzessionsbewegung um die Atomachse, f diejenige der Präzessionsbewegung um die elektrische Feldachse, dann ist die Frequenzänderung einer Linie durch ein elektrisches Feld von der Stärke 1 proportional

$$\Delta n = (a_1 - f_1)(f_1 + a_1 + k_1) - (a_2 - f_2)(f_2 + a_2 + k_2) .$$

In den zwei nachstehenden Zahlentafeln sind die *pa*-Serien und die *se*-Serien des Wasserstoffatoms zusammengestellt, welche im Quereffekt des elektrischen Feldes eine erhebliche Intensität aufweisen; hinter jeder Anfangsbewegung ist in Klammern die Frequenzänderung der entsprechenden Linie durch ein elektrisches Feld von der Stärke 1 gesetzt. In den Zahlentafeln ist die Frequenzänderung für anodische Bewegungszustände berechnet; für die kathodischen Linien sind die Frequenzänderungen gleich groß, haben aber entgegengesetzte Vorzeichen.

1) P. S. Epstein, Physik. Zeitschr. 17, 148, 1916; Ann. d. Phys. **50**, 489, 1916.

Zahlentafel I

pa-Serien der Wasserstofflinien

Endbewegung $f_1 a_1 k_1$	Anfangsbewegungen $f_2 a_2 k_2$			
	H_α	H_β	H_γ	H_δ
011	021 (— 4)	031 (— 10)	041 (— 18)	051 (— 28)
002	012 (— 3)	022 (— 8)	032 (— 15)	042 (— 24)
011	111 (+ 2)	121 (— 6)	131 (— 8)[1]	141 (— 16)[1]
002	—	—	122 (— 5)	132 (— 12)
011	—	—	221 (+ 2)	231 (— 4)

[1] Sehr schwach.

Zahlentafel II

se-Serien der Wasserstofflinien

Endbewegung $f_1 a_1 k_1$	Anfangsbewegungen $f_2 a_2 k_2$			
	H_α	H_β	H_γ	H_δ
011	012 (— 1)	022 (— 6)	032 (— 13)	042 (— 22)
002	003 (0)	013 (— 4)	023 (— 10)	033 (— 18)
011	—	112 (+ 2)	122 (— 3)	132 (— 10)
002	—	—	113 (0)	123 (— 6)
011	—	—	—	222 (+ 2)

Wie aus den vorstehenden Zahlentafeln zu ersehen ist, erfahren die meisten anodischen Linien der *se*- und der *pa*-Serien eine negative Frequenzänderung durch das elektrische Feld, werden also durch dieses nach Rot verschoben; indes gibt es einige anodische *pa*- und *se*-Linien, welche durch das elektrische Feld eine Frequenzzunahme, also eine Verschiebung nach Violett erleiden.

2. Experimentelle Aufgaben

Die Vorstellung der axialen Einstellung des Wasserstoffatoms im elektrischen Feld regt zu einer Reihe von experimentellen Aufgaben an.

Besitzt das Wasserstoffatom eine hinreichend große Geschwindigkeit als Kanalstrahl, so kann man seine Achsenlage im elektrischen Feld entweder senkrecht oder parallel der Achse der Geschwindigkeit stellen und somit die Stöße auf begegnende Gasmoleküle entweder senkrecht oder parallel der Feldachse erfolgen lassen. Es ist dann zu erwarten, daß unter diesen verschiedenen Bedingungen die verschiedenen strahlungslosen Bewegungszustände des Wasserstoffatoms in einem Kanalstrahlenbündel in verschiedener Häufigkeit vorkommen. Ein Maß für die relativen Häufigkeiten der Übergänge zwischen zwei strahlungslosen Bewegungszuständen ist das Intensitätsverhältnis der Linien, welche den Übergängen zugeordnet sind, und so kann man rückwärts aus dem Intensitätsverhältnis auf die relative Häufigkeit der Übergänge und damit der energetisch höheren Bewegungszustände schließen.

Die vorstehende allgemeine Überlegung stellt die Aufgabe, das Intensitätsverhältnis der Komponenten der Wasserstofflinien unter verschiedenen Versuchsbedingungen zu untersuchen. Zunächst erhob sich die Aufgabe, einen Vorgang zu finden, der anodische und kathodische Bewegungszustände bzw. die ihnen zugeordneten Komponenten an Hand ihres Intensitätsverhältnisses unterscheiden läßt. Eine solche Erscheinung ist bereits bekannt; es ist die Intensitätsdissymmetrie der lang- und kurzwelligen Komponenten im Quereffekt für den Fall, daß die Achse der Kanalstrahlengeschwindigkeit mit der Achse des elektrischen Feldes zusammenfällt. Wie gleich nach der Entdeckung des Effektes des elektrischen Feldes auf Spektrallinien gefunden[1]) wurde, sind in diesem Falle die langwelligen Komponenten der Wasserstofflinien intensiver als die kurzwelligen Komponenten, wenn das elektrische Feld die gleiche Richtung hat wie die Kanalstrahlengeschwindigkeit; umgekehrt sind die kurzwelligen Komponenten intensiver, wenn elektrisches Feld und Kanalstrahlengeschwindigkeit entgegengesetzt zueinander stehen. Diese Erscheinung wurde von dem einen[2]) von uns in folgender Weise gedeutet: Durch den Stoß eines Kanalstrahlenatoms auf ein ihm begegnendes Gasmolekül wird das Elektron des Kanalstrahlenatoms in der Mehrzahl der Fälle auf die Rückseite des Atoms entgegen zu seiner Geschwindigkeit geworfen; liegt darum auf der Rückseite des Kanalstrahlenatoms die Anode bzw. die Kathode des elektrischen Feldes, so erscheinen die anodischen bzw. die kathodischen Bewegungszustände und die zugeordneten Komponenten intensiver. Auf Grund dieser Deutung der Erscheinung der Intensitätsdissymmetrie lang- und kurzwelliger Komponenten kann gefolgert werden, daß die langwelligen Komponenten als anodisch, die kurzwelligen Komponenten dagegen als kathodisch anzusprechen sind. Diese Folgerung ist für die bis jetzt vorliegenden Beobachtungen über die Intensitätsdissymmetrie lang- und kurzwelliger Komponenten ohne Ausnahme richtig. Nun aber treten in den Zahlentafeln I und II unter den dort berechneten anodischen Linien, die in der Mehrzahl langwellig sind, auch einige kurzwellige auf. Es war darum experimentell zu prüfen, ob diese kurzwelligen Komponenten tatsächlich zu den anodischen zu zählen sind, insofern sie hinsichtlich der Intensitätsdissymmetrie das gleiche Verhalten zeigen wie die in derselben Zahlentafel

[1]) J. Stark, Berl. Ber. **47**, 932, 1913; Naturwiss. **2**, 145, 1914; H. Wilsar, Gött. Nachr. 1914, S. 1; J. Stark und H. Kirschbaum, Ann. d. Phys. **43**, 1006, 1914; H. Lunelund, Ann. d. Phys. **45**, 517, 1914; R. Wierl, Ann. d. Phys. **82**, 563, 1927.

[2]) J. Stark, Ann. d. Phys. **4**, 692, 1930; Physik. Zeitschr. **38**, 572, 1937.

vorkommenden langwelligen Komponenten. Wie vorweggenommen sei, haben die weiter unten mitgeteilten Beobachtungen diese Frage in der Tat bejaht.

Die vorstehend behandelte Intensitätsdissymmetrie lang- und kurzwelliger Komponenten ist verknüpft mit dem Stoß von Kanalstrahlenatomen auf begegnende Gasmoleküle, tritt also an dem Druckleuchten bewegter Kanalstrahlen auf, d. h. dann, wenn Kanalstrahlen in einem Gas von hinreichend hohem Druck verlaufen und durch die Stöße auf Gasmoleküle zur Lichtemission angeregt werden. Nun kann man die Frage stellen, ob die Erscheinung der Intensitätsdissymmetrie lang- und kurzwelliger Komponenten auch an dem Abklingleuchten von Kanalstrahlen auftritt und das Vorzeichen der Dissymmetrie sich auch in diesem Falle mit der Feldrichtung umkehrt. Beim Abklingleuchten liegen nämlich die Verhältnisse wesentlich anders als beim Druckleuchten. Es tritt ja bekanntlich auf, wenn Kanalstrahlen aus einem Raum (Kanalende) von hinreichend großem Gasdruck in einen Raum von sehr viel niedrigerem Gasdruck übertreten. Es sind dann in dem Abklingraum die Stöße der Kanalstrahlen auf begegnende Gasmoleküle verhältlich sehr viel weniger zahlreich; die im Kanalende durch Zusammenstöße in energetisch höhere Bewegungszustände übergeführten Kanalstrahlenatome tragen in den Abklingraum dank ihrer Geschwindigkeit ihre Anregungszustände und gegebenenfalls auch ihre axiale Ordnung hinüber und fallen beim Vorwärtsschreiten in diesem unter dem Zufall störender Nachbarwirkungen in energetisch tiefere Zustände unter Emission der den Bewegungszuständen zugeordneten Linien zurück. Wie schon an früherer Stelle[1]) dargelegt wurde, ist das Abklingleuchten der Kanalstrahlen nicht ein Vorgang, welcher die Lichtemission an einem einzelnen Atom kennzeichnen läßt, sondern die Folge des Abklingens des Anregungszustandes im Kanalstrahlenbündel.

Die vorstehenden Überlegungen führten zu den weiter unten mitgeteilten Untersuchungen über die Intensitätsdissymmetrie lang- und kurzwelliger Komponenten im Abklingleuchten der Kanalstrahlen.

Bei der Gruppe von Untersuchungen, welche die Intensitätsdissymmetrie lang- und kurzwelliger Komponenten zum Gegenstand hatten, wurden die Intensitäten von Komponenten entgegengesetzt gleich großer Frequenzänderungen miteinander verglichen. Eine andere große Gruppe unserer Beobachtungen hatte die Aufgabe, das Intensitätsverhältnis von Linien der *pa*- und der *se*-Serien unter verschiedenen Versuchsbedingungen zu messen. Im Vordergrund dieser Untersuchungen stand die Frage, ob das Intensitätsverhältnis der Komponenten einer Linie und somit das Häufigkeitsverhältnis der zugeordneten Bewegungszustände beim Übergang vom Abklingleuchten zum Druckleuchten dadurch geändert wird, daß im Druckleuchten infolge senkrechter Stellung der Feldachse zur Kanalstrahlenachse die Achse des Wasserstoffatoms zusammen mit seinen Bewegungszuständen in mehr oder weniger senkrechter Richtung beim Stoß auf begegnende Gasmoleküle getroffen wird. Gemäß den oben erwähnten Vorstellungen ist nämlich zu erwarten, daß unter diesen Bedingungen die Achse des Elektrons aus der Feld- und der Atomachse herausgeworfen wird, so daß Bewegungszustände mit größeren Drehzahlen der Präzessionsbewegung um die Atomachse und Übergänge senkrecht zur Atomachse unter Beibehaltung der Drehzahl der Kreiselbewegung in größerer Häufigkeit auftreten als im Falle des Abklingleuchtens, in welchem die Wirkung der Stöße quer zur Feld- bzw. Atomachse zurücktritt. Für den Fall, daß die Feldachse mit der Kanalstrahlenachse zusammenfällt, ist kein so großer Unterschied im Intensitätsverhältnis der Linienkomponenten zwischen dem Druck- und dem Abklingleuchten zu erwarten, da in diesem Falle der Stoß von Seite eines Gasmolekül-Kraftfeldes auf das axial eingestellte Atom im allgemeinen einen kleineren Teil des kreiselnden und präzedierenden Elektrons als im Falle der queraxialen Stellung trifft.

Nachdem durch die soeben gekennzeichnete Gruppe von Untersuchungen festgestellt war, daß bei senkrechter Stellung von Feldachse und Kanalstrahlenachse die *pa*-Komponenten der Wasserstofflinien im Verhältnis zu den *se*-Komponenten beim Druckleuchten intensiver herauskommen als beim Abklingleuchten, erhob sich die Frage, ob die gesamte Emission einer Wasserstofflinie im Druckleuchten bei senkrechter Stellung von Feld- und Kanalstrahlenachse in dem Sinne polarisiert ist, daß die *pa*-Intensität, also diejenige der Schwingung parallel der Feldachse und somit senkrecht zur Kanalstrahlenachse größer ist als die *se*-Intensität. Diese Frage beantwortete sich, wie vorweggenommen sei, für die Linie H_α positiv.

3. Verfahren

Die geplanten Untersuchungen hatten die bewegte Emission von Wasserstofflinien zum Gegenstand. Es war darum notwendig, Wasserstoff-Kanalstrahlen in einem anderen Gas ver-

[1]) J. Stark, Die Axialität der Lichtemission und Atomstruktur, S. 40. Polytechn. Buchhandlung A. Seydel, Berlin 1927.

laufen zu lassen. Dies geschah nach dem bekannten Verfahren von W. Wien. Als Gas, in dem die Wasserstoff-Kanalstrahlen verliefen, wurde Helium von 0,08–0,12 mm Druck gewählt. Der Kanal in der Kathode zwischen dem Entladungs- und dem Leuchtraum hatte eine Länge von 50 mm und einen Querschnitt von $3 \cdot 0{,}5$ mm². Im Falle der Beobachtungen am Abklingleuchten hatte der Kathodenkanal bis zur Bohrung (Abb. 3) eine Länge von 2,0 cm und einen Querschnitt von $4 \cdot 0{,}3$ mm²; der Gasdruck im Abklingraum wurde durch zwei große Stahl-Diffusionspumpen möglichst niedrig gehalten.

Die Anordnungen für die Herstellung des elektrischen Feldes am Orte des zu untersuchenden Kanalstrahlenbündels sind zu ersehen für den Fall des Querfeldes aus Abb. 1, für den Fall des Längsfeldes und des Druckleuchtens aus

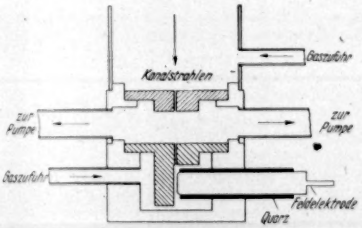


Abb. 1.

Abb. 2, für den Fall des Längsfeldes und des Abklingleuchtens aus Abb. 3. Die letzte Anordnung wurde so gewählt, wie es aus der Abbildung zu

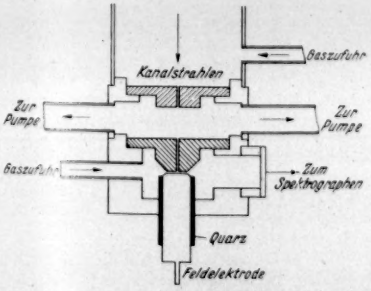


Abb. 2.

ersehen ist, um am Orte des untersuchten Kanalstrahlenbündels tatsächlich einen möglichst niedrigen Druck zu haben, jedenfalls niedriger als unmittelbar am Kanalende.

Die Entladespannung zur Erzeugung der Kanalstrahlen lag im allgemeinen zwischen 15–20 kV, die Spannung zwischen den Elektroden zur Herstellung des elektrischen Feldes zwischen 0–15000 V, der Elektrodenabstand betrug 0,8–1,0 mm.

Als Spektrograph wurde für H_β, H_γ und H_δ der Steinheil-Spektrograph GH mit drei Prismen und kleiner Brennweite verwendet, für H_α ein Spektrograph von Zeiß mit drei Prismen und einer Dispersion von 15 Å/mm. Die Polarisationsbeobachtungen an H_α wurden mit dem Steinheil-Spektrograph mit einem Prisma und kleiner Brennweite durchgeführt.

Der zu untersuchende Teil des Kanalstrahlenbündels wurde durch ein Objektiv auf den Spektrographenspalt scharf abgebildet. Nur bei den Polarisationsuntersuchungen an H_α erfolgte diese Abbildung durch ein Kalkspat-Rhomboeder hindurch, um die *pa*- und die *se*-Intensität der Linien in getrennten Spektren untereinander zu erhalten. Bei den übrigen Beobachtungen wurde von dieser Trennung in zwei Spektren abgesehen; es erschienen also in demselben Spektrum nebeneinander die *pa*- und die *se*-Komponenten der Wasserstofflinien. Da diese zumeist verschiedene Wellenlängen haben, so erschienen sie in demselben Spektrum getrennt. Nur bei H_β sind die *pa*-Komponenten ± 6 von den *se*-Komponenten ± 6 überlagert; indes sind diese sehr viel intensiver als jene. Die verwendeten Platten waren Agfa-Isopan ISS, Agfa-Ultraspezial und Perutz-Peromnia.

Die Bestimmung des Intensitätsverhältnisses von Linien und Linienkomponenten erfolgte nach dem Verfahren[1]), das von dem einen von uns schon vor längerer Zeit angegeben und seitdem

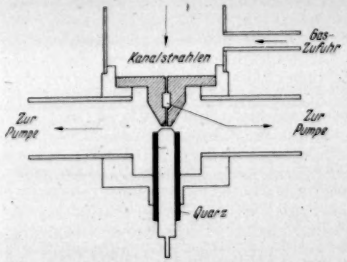


Abb. 3.

in zahlreichen Untersuchungen an der Reichsanstalt erprobt wurde. Die Schwärzungen der zu

[1]) J. Stark, Die Axialität der Lichtemission usw., S. 63.

untersuchenden Linien wurden mit Hilfe des registrierenden Mikrophotometers der Reichsanstalt unter Verwendung eines Keiles bekannter Schwärzungsstufen ermittelt.

Wie bereits in dem vorhergehenden Abschnitt dargelegt wurde, besteht hinsichtlich der Beeinflussung von Linienintensitäten durch die Stöße der Kanalstrahlen auf begegnende Gasmoleküle ein großer Unterschied zwischen dem Druckleuchten und dem Abklingleuchten. Dieser Unterschied ist ja der leitende Gedanke für die Kennzeichnung der axialen Anordnung der Bewegungszustände, welche den einzelnen Linienkomponenten zugeordnet sind. Zur quantitativen Veranschaulichung der Wirkung der Stöße von Gasmolekülen auf die Bewegungszustände und Lichtemission der Kanalstrahlenatome kann der Abfall der Intensität längs der Wasserstofflinien im Falle des Druckleuchtens und im Falle des Abklingleuchtens dienen, wie er aus der Zahlentafel III zu ersehen ist. Die in ihr enthaltenen relativen Intensitäten sind energetisch; sie wurden aus den photographischen Intensitäten und den Empfindlichkeiten der verwendeten Platten an den spektralen Orten der einzelnen Linien erhalten.

Zahlentafel III

Linien	Relative Intensitäten	
	Druckleuchten	Abklingleuchten
H_α	1	1
H_β	0,16	0,36
H_γ	0,05	0,13
H_δ	0,002	0,06

Wie aus der Zahlentafel III zu ersehen ist, fällt die bewegte Intensität entlang der Wasserstoffserie im Falle des Druckleuchtens sehr viel stärker ab als im Falle des Abklingleuchtens. Ein ähnliches Verhältnis wurde bereits früher[1]) beim Vergleich der bewegten und der ruhenden Emission der Wasserstoffserie gefunden; es fällt nämlich die Intensität der bewegten Emission im Druckleuchten entlang der Balmerserie ebenfalls rascher ab als die ruhende Emission im Druckleuchten. Aus dem raschen Abfall der Intensität im Falle des Druckleuchtens im Vergleich zu dem Falle des Abklingleuchtens ist zu folgern, daß unter der Wirkung der Stöße begegnender Gasmoleküle die energetisch höheren Bewegungszustände (höhere Gliednummern) im Vergleich zu den energetisch niedrigeren im Falle des Druckleuchtens weniger häufig vorkommen als im Falle des Abklingleuchtens.

1) J. Stark und H. Verleger, Physik. Zeitschrift **38**, 359, 1937.

II. Intensitätsdissymmetrie lang- und kurzwelliger Linienkomponenten

4. Längsfeld, Druckleuchten

Die Bestimmung des Intensitätsverhältnisses lang- und kurzwelliger Komponenten der untersuchten Wasserstofflinien stieß bei der angewandten photographischen Methode auf die Schwierigkeit, daß die Empfindlichkeiten der verwandten photographischen Platten für die lang- und kurzwelligen Komponenten von H_α und H_β etwas voneinander verschieden waren; nur bei H_γ waren sie praktisch gleich. Die bei H_α und H_β durch das angewandte Verfahren unmittelbar erhaltenen Intensitätsverhältnisse waren also „photographisch". Zu ihrer Umrechnung in „energetische" Intensitätsverhältnisse war der spektrale Gang der Empfindlichkeit der verwendeten Platten nicht genau genug bekannt. Es wurde darum folgender Weg eingeschlagen. Wie in Abschnitt 6 gezeigt ist, sind beim Abklingleuchten im Querfeld die langwelligen (anodischen) Linienkomponenten nur wenig intensiver als die kurzwelligen. Es kann also das Intensitätsverhältnis einer langwelligen zu einer kurzwelligen Komponente in diesem Falle mit großer Annäherung gleich 1 gesetzt werden. Es ist darum das photographische Intensitätsverhältnis in diesem Falle gleich dem Verhältnis der photographischen Empfindlichkeiten an den spektralen Orten der zwei verglichenen Komponenten. Um demnach das energetische Intensitätsverhältnis zweier Komponenten im Längsfeld zu ermitteln, hat man ihr photographisches Intensitätsverhältnis mit dem photographischen Intensitätsverhältnis im Falle des Querfeld-Abklingleuchtens zu dividieren. In dieser Weise wurden die (energetischen) Intensitätsverhältnisse erhalten, die in Zahlentafel IVa mitgeteilt sind. Soweit sie größer als 1 sind, sind sie wohl um 5—20 Proz. zu klein, soweit sie kleiner als 1 sind, um den gleichen Betrag zu groß.

Dieser Fehler beeinträchtigt indes nicht die Sicherheit des Ergebnisses aus den Zahlen der Zahlentafel: Mit Ausnahme der Komponenten ± 2 von H_α und der Komponenten ± 2 von H_β sind im Längsfeld-Druckleuchten bei Gleichheit der Richtungen von Feld und Kanalstrahlen die langwelligen Komponenten intensiver als die kurzwelligen; dagegen ist bei den Komponenten ± 2 von H_α und ± 2 von H_β umgekehrt die kurzwellige Komponente intensiver im Längsfeld-Druckleuchten. Vergleicht man dieses Ergebnis mit den Frequenzänderungen der untersuchten Komponenten durch das elektrische Feld, wie sie in den Zahlentafeln I und II dargestellt sind, so stellt man fest, daß

Zahlentafel IVa

Intensitätsdissymmetrie im Längsfeld-Druckleuchten bei Gleichschaltung von Feld und Kanalstrahlen

Serie		Intensität Komponente $-\Delta n$ / Intensität Komponente $+\Delta n$		
		H_α	H_β	H_γ
pa	011 — 0*m*1	$\frac{-4}{+4}$ 3,38	$\frac{-10}{+10}$ 1,65	$\frac{-18}{+18}$ 1,27
	002 — 0*m*2	$\frac{-3}{+3}$ 5,46	$\frac{-8}{+8}$ 1,81	$\frac{-15}{+15}$ 1,21
	011 — 1*m*1	$\frac{-2}{+2}$ 0,74	—	—
se	011 — 0*m*2	$\frac{-1}{+1}$ 2,54	$\frac{-6}{+6}$ 1,65	$\frac{-13}{+13}$ 1,57
	002 — 0*m*3	—	$\frac{-4}{+4}$ 1,29	$\frac{-10}{+10}$ 1,14
	011 — 1*m*2	—	$\frac{-2}{+2}$ 0,84	$\frac{-3}{+3}$ 1,08

die Komponenten $+2$ von H_α und H_β in jenen Zahlentafeln neben den langwelligen Komponenten in ihnen als „anodische" auftreten. Unter Benutzung der Bezeichnungen anodisch und kathodisch (gemäß Abschnitt 1) kann also die Gesetzmäßigkeit aus der Zahlentafel IVa so formuliert werden: Im Längsfeld-Druckleuchten ist die Intensität der anodischen Komponenten der Wasserstofflinien größer als diejenige der kathodischen Komponenten für den Fall, daß die Richtungen von Feld und Kanalstrahlen gleich sind.

Die vorstehende Kennzeichnung der kurz- bzw. langwelligen Komponenten ± 2 von H_α und H_β als anodisch bzw. kathodisch durch ihr Intensitätsverhältnis im Längsfeld-Druckleuchten und damit die experimentelle Begründung der oben entwickelten Vorstellung von anodischen und kathodischen Bewegungszuständen und der Vorstellung von der axialen Einstellung des Wasserstoffatoms im elektrischen Feld ist die eine interessante und wichtige Seite der Intensitätsdissymmetrie lang- und kurzwelliger Komponenten im Längsfeld-Druckleuchten.

Die zweite interessante Seite der Intensitätsdissymmetrie im Längsfeld-Druckleuchten ist die Erscheinung, daß die Dissymmetrie sich umkehrt, die kathodischen Komponenten also intensiver sind als die anodischen, wenn Feld und Kanalstrahlen entgegengesetzt zueinander gerichtet sind. Diese Erscheinung wurde schon frühzeitig an den intensiven Komponenten[1]) von H_β und H_γ festgestellt und neuerdings für die Komponenten[1]) ± 4 von H_α. Die Intensitätsdissymmetrie ergab sich bei diesen Beobachtungen in der Umkehrung für den Fall der Gegenschaltung des Feldes angenähert ebenso groß wie im Falle der Gleichschaltung, nur mit dem reziproken Wert der Intensitätsverhältnisse lang- und kurzwelliger Komponenten. Der Druck des Wasserstoffgases, in welchem bei diesen Versuchen die Kanalstrahlen verliefen, war erheblich größer als 0,1 mm, nämlich gleich dem Drucke in der Kanalstrahlenröhre selbst. Im Hinblick auf die Wichtigkeit der Erscheinung der Intensitätsdissymmetrie haben wir unter unseren Versuchsbedingungen (0,08–0,12 mm Druck des Heliums, in dem die Kanalstrahlen verliefen) Beobachtungen über die Intensitätsdissymmetrie für den Fall der Gegenschaltung von Feld und Kanalstrahlen angestellt. In Zahlentafel IVb ist eine Reihe von Werten für die Intensitätsverhältnisse von lang- und kurzwelligen Komponenten der Linien H_α, H_β und H_γ mitgeteilt.

Zahlentafel IVb

Intensitätsverhältnis im Längsfeld-Druckleuchten bei Gegenschaltung von Feld und Kanalstrahlen

Serie		Intensität Komponente $-\Delta n$ / Intensität Komponente $+\Delta n$		
		H_α	H_β	H_γ
pa	011 — 0*m*1	$\frac{-4}{+4}$ 1,06	$\frac{-10}{+10}$ 1,08	—
	002 — 0*m*2	$\frac{-3}{+3}$ 1,38	$\frac{-8}{+8}$ 1,18	—
se	011 — 0*m*2	$\frac{-1}{+1}$ 1,17	$\frac{-6}{+6}$ 1,17	—
	002 — 0*m*3	—	$\frac{-4}{+4}$ 1,08	—
	011 — 1*m*2	—	$\frac{-2}{+2}$ 1,33	$\frac{-3}{+3}$ 0,83

Wie aus den Zahlentafeln IVa und IVb zu ersehen ist, kehren sich die *se*-Verhältnisse $\frac{-2}{+2}$ und $\frac{-3}{+3}$ beim Übergang von der Gleich- zur Gegenschaltung unter den von uns gewählten Versuchsbedingungen um; die übrigen Intensitätsverhältnisse kehren sich nicht um, aber sie sind im Falle der Gegenschaltung sehr viel kleiner als im Falle der Gleichschaltung. Aus diesem Ergebnis und denjenigen der erwähnten Beobachtungen bei höherem Druck folgt also, daß die Intensitätsdissymmetrie lang- und kurzwelliger Komponenten mit dem Drucke

1) J. Stark und H. Kirschbaum, Ann. d. Phys. 43, 1006, 1914; H. Wilsar, Gött. Nachr. 1914. S. 1.

1) J. Stark und R. Ritschl, Physik. Zeitschr. **38**, 870, 1937.

des Gases, in welchem die Kanalstrahlen verlaufen, sich ändert und daß insonderheit die Intensitätsdissymmetrie für den Fall der Gegenschaltung von Feld und Kanalstrahlen mit abnehmendem Drucke abnimmt.

Im Querfeld-Druckleuchten haben die langwelligen und die kurzwelligen Komponenten gleicher Frequenzänderung die gleichen oder nur wenig verschiedene Intensitäten. Hierauf haben insbesondere H. Mark und R. Wierl[1]) hingewiesen; für die Komponenten von H_γ ist dies auch aus dem Spektrogramm in Abb. 6d zu ersehen.

Die vorstehenden Tatsachen über das Intensitätsverhältnis lang- und kurzwelliger Komponenten gleicher Frequenzänderung im Druckleuchten lassen sich nach den leitenden Vorstellungen in folgender Weise deuten. Durch den Stoß von Kanalstrahlen auf begegnende Gasmoleküle wird das Elektron in der Mehrzahl der Fälle auf die Rückseite der Kanalstrahlenatome geworfen, und zwar sowohl im Falle der Gleich- wie im Falle der Gegenschaltung von Kanalstrahlen und Feld; es liegt darum für die Mehrzahl der Kanalstrahlenatome das Elektron im Falle der Gleichschaltung auf der anodischen, im Falle der Gegenschaltung auf der kathodischen Feldseite. Das elektrische Feld vermag für sich allein die axiale Einstellung eines Kanalstrahlenatoms nicht umzukehren. Jedoch kann es, wenn es quer zur Kanalstrahlenachse läuft, die Achsen von Kanalstrahlenatomen in Lagen parallel seiner eigenen Achse drehen, und zwar diejenigen Atome, deren axiale Einstellung zur Feldachse kleiner als 90° ist, in die Feldrichtung, die Atome mit einer Einstellung größer als 90° in die entgegengesetzte Richtung.

5. Abklingleuchten

Mit Hilfe der in Abb. 3 dargestellten Versuchsanordnung wurde das Intensitätsverhältnis lang- und kurzwelliger Komponenten gleicher Frequenzänderung für den Fall des Abklingleuchtens untersucht. In Zahlentafel V sind die Werte des Intensitätsverhältnisses von starken Komponenten der Linien H_α und H_β zusammengestellt; sie wurden in der gleichen Weise wie die Intensitätsverhältnisse in Zahlentafel IVa erhalten und beziehen sich auf den Fall, daß Feld und Kathodenstrahlen die gleiche Richtung haben.

Wie aus der Zahlentafel V zu ersehen ist, zeigen die lang- und die kurzwelligen Komponenten auch im Längsfeld-Abklingleuchten eine ziemlich große Intensitätsdissymmetrie von gleichem Vorzeichen wie im Falle des Längsfeld-Druckleuchtens; allerdings sind die Intensitätsverhältnisse in jenem Falle merklich kleiner als in diesem.

Zahlentafel V

Intensitätsdissymmetrie im Längsfeld-Abklingleuchten bei Gleichschaltung von Feld und Kanalstrahlen

	Serie	Intensität Komponente $-\Delta n$ / Intensität Komponente $+\Delta n$		H_β
		H_α		
p_i^a	011—0m1	$\frac{-4}{+4}$	2,71	$\frac{-10}{+10}$ 1,10
	002—0m2	$\frac{-3}{+3}$	3,71	$\frac{-8}{+8}$ 1,42
se	011—0m2	$\frac{-1}{+1}$	2,39	$\frac{-6}{+6}$ 1,65
	011—1m2	—		$\frac{-2}{+2}$ 0,46

Während im Falle des Längsfeld-Druckleuchtens die Intensitätsdissymmetrie mit dem Felde sich umkehrt oder wenigstens beim Übergang von der Gleich- zur Gegenschaltung stark verkleinert wird, ist dies bei dem Längsfeld-Abklingleuchten nicht der Fall. Dies haben wir für die Linien H_α und H_β zuverlässig festgestellt. In Zahlentafel VI sind einige Werte der Intensitätsverhältnisse lang- und kurzwelliger Komponenten für den Fall mitgeteilt, daß im Abklingleuchten Feld und Kathodenstrahlen entgegengesetzte Richtungen haben. Sie sind, wie im Falle der Gleichrichtung größer als 1, allerdings erheblich kleiner als diejenigen im Falle der Gleichschaltung.

Zahlentafel VI

Intentitätsdissymmetrie im Längsfeld-Abklingleuchten bei Gegenschaltung von Feld und Kanalstrahlen

Serie	Intensität Komponente $-\Delta n$ / Intensität Komponente $+\Delta n$		H_β
	H_α		
002—0m2	$\frac{-3}{+3}$	1,22	$\frac{-8}{+8}$ 1,00
011—0m2	$\frac{-1}{+1}$	1,79	$\frac{-6}{+6}$ 1,05

Aus der Tatsache, daß sich die Intensitätsdissymmetrie im Längsfeld-Abklingleuchten nicht mit der Richtung des Feldes umkehrt, ist zu folgern, daß in diesem Falle die Richtung der axialen Einstellung von Kanalstrahlenatomen

1) H. Mark und R. Wierl, Zeitschr. f. Phys. **35**, 526, 1929.

nicht wie beim Druckleuchten durch ihren Stoß auf begegnende Gasmoleküle bestimmt sein kann, wie es ja auch entsprechend dem niedrigen Gasdruck im Abklingraum zu erwarten ist. Da, wie bereits oben dargelegt wurde, auch nicht das elektrische Feld die Richtung der axialen Einstellung der Kanalstrahlenatome umkehren kann, so muß die Intensitätsdissymmetrie im Längsfeld-Abklingleuchten durch einen anderen Vorgang bedingt sein. Es liegt folgende Deutung nahe. Im Falle des Abklingleuchtens bildet sich am Kanalausgang im Anfang des Feldes zwischen diesem und der gegenüberliegenden negativen bzw. positiven Elektrode eine starke Raumladung negativer bzw. positiver Ionen aus; beim Übertritt vom Kanalausgang in das elektrische Längsfeld müssen also die Kanalstrahlenatome zwischen zahlreichen freien negativen Elektronen bzw. positiven Ionen hindurchlaufen. Bei der Begegnung der Kanalstrahlenatome mit Elektronen im Falle der Gleichschaltung werden die Elektronen der Kanalstrahlenatome nach rückwärts geworfen, bei der Begegnung mit positiven Ionen nach vorwärts. Infolge dieser Wechselwirkung zwischen den Kanalstrahlenatomen und den Elektronen bzw. positiven Ionen beim Eintritt in das elektrische Feld kehrt sich die Richtung der an Zahl überwiegenden axialen Einstellungen der Kanalstrahlenatome im Abklingleuchten gleichzeitig mit dem elektrischen Längsfeld um.

Gemäß den vorstehenden Darlegungen gibt es zwei Ursachen für eine Intensitätsdissymmetrie von lang- und kurzwelligen Komponenten im Längsfeld. Die eine ist das Zusammenwirken von Feld und Stoß der Kanalstrahlen auf begegnende Gasmoleküle; in diesem Zusammenwirken kehrt sich die Wirkung der Stöße, welche bei der Mehrzahl der Kanalstrahlenatome die Elektronen auf ihre Rückseite wirft, nicht um, wenn das Feld sich umkehrt. Die zweite Ursache ist das Zusammenwirken von Feld und Stoß der Kanalstrahlen auf negative oder positive Raumladungen, welche durch das Feld selbst erzeugt werden; das Vorzeichen der Raumladung und somit die Stoßwirkung auf die Kanalstrahlenatome kehrt sich zusammen mit dem Felde um. Im allgemeinen hat eine Überlagerung der zwei Ursachen der Intensitätsdissymmetrie statt; im Falle der Gleichschaltung von Feld und Kanalstrahlen liefern sie beide eine Intensitätsdissymmetrie von gleichem Vorzeichen, im Falle der Gegenschaltung sind die von ihnen bewirkten Intensitätsdissymmetrien entgegengesetzt. Bei hohem Gasdruck überwiegt die eine Ursache, die Stoßwirkung begegnender Gasmoleküle; es läßt sich dann die Dissymmetrie mit dem Felde umkehren. Bei niedrigem Gasdruck insbesondere im Abklingleuchten ist die erste Ursache stark zurückgetreten, es überwiegt die zweite Ursache, die Stoßwirkung von Raumladungen; die Dissymmetrie kehrt sich dann nicht mehr mit dem Felde um.

Im Querfeld-Abklingleuchten tritt ebenfalls eine geringe Intensitätsdissymmetrie auf, wie aus den Zahlen der Zahlentafel VII für die Linie H_γ zu ersehen ist und das Spektrogramm in Abb. 6c veranschaulicht. Auch diese Intensitätsdissymmetrie kehrt sich nicht um, wenn man die Richtung des Querfeldes umkehrt. Die Deutung dieser Erscheinung auf Grund der leitenden Vorstellungen liegt nahe.

Zahlentafel VII

Intensitätsdissymmetrie von H_γ im Querfeld-Abklingleuchten

Serie		Intensität Komponente $-\Delta n$ / Intensität Komponente $+\Delta n$
pa	011—041	1,16
	002—032	1,08
se	011—032	1,12
	002—023	1,23

III. Intensitätsverhältnis von Linienkomponenten unter verschiedenen Versuchsbedingungen

6. Allgemeines

Während die dogmatische Theorie nur mit einem Intensitätsverhältnis der Linienkomponenten von Wasserstofflinien im elektrischen Feld seit der Entdeckung des Effektes des elektrischen Feldes auf Spektrallinien vor 25 Jahren rechnete, wurde aus der Erfahrung die Erkenntnis[1]) gewonnen, daß dieses Intensitätsverhältnis unter verschiedenen Versuchsbedingungen verschieden ist. Eine systematische experimentelle Untersuchung hierüber nach bestimmten leitenden Vorstellungen erfolgte indes bis heute noch nicht. Wie bereits oben dargelegt wurde, machte die vorliegende Untersuchung es sich zur Aufgabe, einen Vergleich der Intensitätsverhältnisse unter verschiedenen Versuchsbedingungen durchzuführen, und zwar für den Fall des Abklingleuchtens im Quer- und im Längsfeld und für den Fall des Druckleuchtens ebenfalls im Quer- und im Längsfeld.

In den Abb. 4a, b, c, d; 5a, b, c, d und 6a, b, c, d sind als veranschaulichende Beispiele die Photometerkurven einiger unserer Spektrogramme wiedergegeben. Der Maßstab der Vergrößerung ist so gewählt, daß die Gipfel einer

1) J. Stark, Ann. d. Phys. **1**, 1009, 1929; H. Mark und R. Wierl, Zeitschr. f. Phys. **53**, 526, 1929; K. L. Thornton, Proc. Roy. Soc. **150**, 259, 1935.

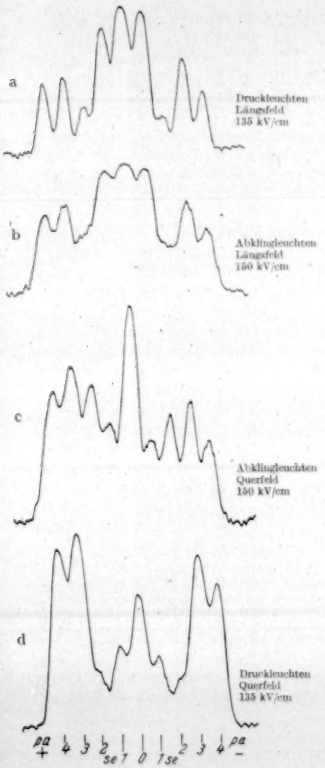


Abb. 4. Komponenten von H_α.

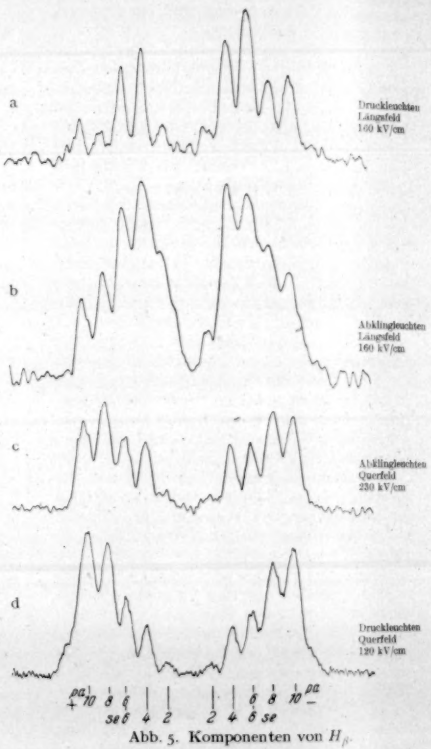


Abb. 5. Komponenten von H_β.

jeden Linienkomponente in den verschiedenen Spektrogrammen übereinander liegen. Am Fuße einer jeden Abbildung sind die Frequenzänderungen der Komponenten gemäß den Zahlentafeln I und II eingetragen, und zwar in der oberen Reihe diejenigen der *pa*-Komponenten, in der unteren Reihe diejenigen der *se*-Komponenten. Neben einer jeden Teilabbildung sind die Versuchsbedingungen angegeben, unter welchen sie erhalten wurde, also z. B. Druckleuchten, Querfeld 180 kV/cm.

Ein Blick auf die Abb. 4, 5 und 6 läßt die Abhängigkeit der Intensitätsverhältnisse von den Versuchsbedingungen klar erkennen. Für den eingehenden Vergleich der Spektrogramme in den untereinander gestellten Teilabbildungen a, b, c, d ist folgendes zu beachten. Es dürfen unmittelbar miteinander nur die Spektrogramme gleicher Stellung des Feldes zu den Kanalstrahlen verglichen werden, also die Spektrogramme a und b für das Längsfeld und die Spektrogramme c und d für das Querfeld. Abgesehen davon, daß der Vergleich eines Längsfeld- mit einem Querfeld-Spektrogramm durch die Intensitätsdissymmetrie in jenem gestört wird, ist der Einfluß der Polarisation des Spektrographen auf das Intensitätsverhältnis der *pa*- zu den *se*-Komponenten in den Querfeldaufnahmen ein anderer wie in den Längsfeldaufnahmen. Es stand ja der Spektrographenspalt und damit auch das Kanalstrahlenbündel bei allen Aufnahmen lotrecht. Es wurde darum das lotrecht

elektrisch schwingende Licht in allen Aufnahmen durch die Reflexion an den Prismenflächen stärker geschwächt als das waagrecht schwingende Licht. Nun stand in den Querfeldaufnahmen die Feldachse waagrecht; darum wurden in ihnen die *se*-Komponenten durch die Polarisation im Spektrographen stärker geschwächt als die *pa*-Komponenten. Umgekehrt stand bei den Längsfeldaufnahmen die Feldachse lotrecht. Es wurden darum bei ihnen die *pa*-Komponenten durch die Polarisation mehr geschwächt als die *se*-Komponenten.

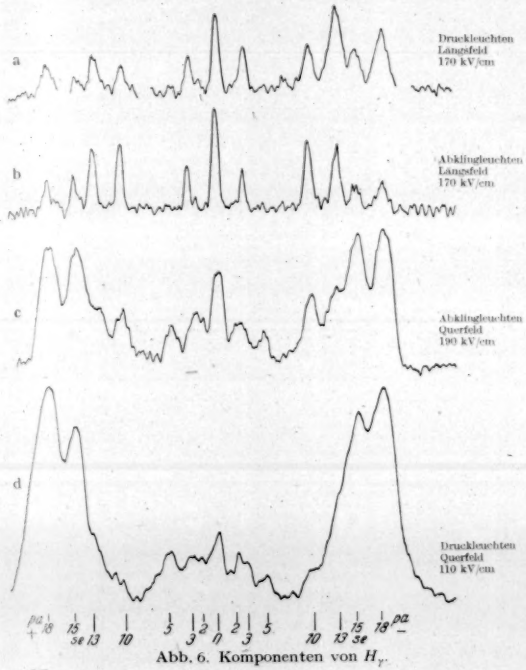


Abb. 6. Komponenten von H_γ.

7. Fall des Querfeldes

In den drei Zahlentafeln dieses Abschnittes sind die Intensitätsverhältnisse der intensiven Komponenten von H_α, H_β und H_γ für den Fall zusammengestellt, daß die Achse des elektrischen Feldes senkrecht zur Kanalstrahlenachse steht. Die Intensitätsverhältnisse je zweier *pa*- und je zweier *se*-Komponenten sind absolut, also nicht beeinflußt durch die Polarisation im Spektrographen, dagegen stellen die Intensitätsverhältnisse einer *pa*- zu einer *se*-Komponente relative Werte dar, die nur unter sich verglichen werden können, da sie im Vergleich zu ihren absoluten Werten durch die Polarisation im Spektrographen geändert sind. Indes genügt der Vergleich der relativen Werte für den Fall des Abklingleuchtens und denjenigen des Druckleuchtens, um ihre Änderung beim Übergang von dem einen zu dem andern Fall in Erscheinung treten zu lassen.

Zahlentafel VIII

Intensitätsverhältnis von Komponenten von H_α im Querfeld-Abkling- und Druckleuchten

Serien		Komponenten	Abklingleuchten	Druckleuchten
pa	011—021	−4 / −3	0,42	0,23
	002—012	+4 / +3	0,55	0,65
pa	011—021	−4 / +2	0,41	2,91
	011—111	+4 / −2	1,68	3,90
se	011—012	−1 / 0	0,32	0,46
se	002—003	+1 / 0	0,37	0,52
pa	002—012	−3 / 0	0,25	1,93
se	002—003	+3 / 0	0,25	1,69

Vergleicht man in der Zahlentafel VIII für zwei *pa*- und zwei *se*-Komponenten die Drehzahlen der Anfangsbewegung und die Intensitätsverhältnisse im Abkling- und im Druckleuchten, so erkennt man folgende Gesetzmäßigkeit: Das Intensitätsverhältnis einer Komponente mit größerer Drehzahl der Anfangs-Präzessionsbewegung um die Atomachse (mittlere Zahl) zu einer Komponente mit kleinerer Drehzahl nimmt beim Übergang vom Abklingleuchten zum Druckleuchten zu. Von dieser Gesetzmäßigkeit macht lediglich das Intensitätsverhältnis $\frac{-4}{-3}$ 0,23 eine Ausnahme; doch ist diese Zahl wegen des starken spektralen Ganges der photographischen Empfindlichkeit an der entsprechenden Stelle des Spektrums unsicher. Wie weiter der Vergleich

der Zahlen in der Zahlentafel VIII ergibt, hat die Verschiedenheit der Drehzahlen der Kreiselbewegung des Elektrons (3. Zahl) in den Anfangsbewegungen keinen deutlichen Einfluß auf die Änderung des Intensitätsverhältnisses beim Übergang vom Abkling- zum Druckleuchten.

In der Zahlentafel VIII ist noch das Intensitätsverhältnis der *pa*-Komponenten ± 3 zur *se*-Komponente 0 angegeben. Wie der Vergleich seiner Werte lehrt, nimmt es beim Übergang vom Abkling- zum Druckleuchten außerordentlich stark zu; es wird also unter der Wirkung der Stöße begegnender Gasmoleküle auf die Bewegungszustände senkrecht zur Feldachse die Zahl der Übergänge von einer Anfangsbewegung zu einer Endbewegung ohne Änderung der Drehzahl der Kreiselbewegung des Elektrons (*pa*-Komponenten) stark vergrößert im Vergleich zur Zahl der Übergänge unter Änderung der Drehzahl der Kreiselbewegung (*se*-Komponenten).

Zahlentafel IX

Intensitätsverhältnis von Komponenten von H_β im Querfeld-Abkling- und Druckleuchten

Serien	Komponenten	Abklingleuchten	Druckleuchten
pa 011—031	− 10	1,07	1,41
	− 8		
pa 002—022	+ 10		
	+ 8	0,82	1,63
	− 6		
011—022	− 4	1,18	1,25
002—013	+ 6		
se	+ 4	1,22	1,43
se	+ 2		
011—112	− 4	0,71	0,78
002—013	− 2		
	+ 4	0,69	0,76
	− 8		
pa 002—022	− 4	1,26	1,56
se 002—013	+ 8		
	+ 4	1,3	1,77

In der Zahlentafel IX sind ähnlich wie in der Zahlentafel VIII die Intensitätsverhältnisse für die starken Komponenten von H_β zusammengestellt. Wie der Vergleich der Zahlen für die *pa*-Komponenten 10 und 8 und für die *se*-Komponenten 6 und 4 lehrt, nimmt auch bei der Linie H_β das Intensitätsverhältnis einer Komponente von größerer Drehzahl der Anfangspräzessionsbewegung um die Atomachse zu einer Komponente kleinerer Drehzahl beim Übergang vom Abkling- zum Druckleuchten zu. Interessant ist der Vergleich der anodischen bzw. kathodischen Komponente + 2 bzw. − 2 mit der anodischen bzw. kathodischen Komponente − 4 bzw. + 4. Für sie sind die Drehzahlen der Anfangspräzessionsbewegung um die Atomachse gleich groß (1), jedoch ist für die Komponente ± 2 die Drehzahl der Präzessionsbewegung um die Feldachse (1. Zahl) um 1 größer als die Drehzahl dieser Präzessionsbewegung für die Komponente ± 4; wie die angegebenen Verhältniszahlen lehren, nimmt auch in diesem Falle das Intensitätsverhältnis beim Übergang von dem Abkling- zum Druckleuchten zu.

Die zwei letzten waagrechten Reihen der Zahlentafel IX geben relative Intensitätsverhältnisse der *pa*-Komponenten ± 8 zu den *se*-Komponenten ± 4. Wie ihr Vergleich zeigt, nimmt auch im Falle von H_β die Intensität von *pa*-Komponenten im Vergleich zu *se*-Komponenten beim Übergang vom Abkling- zum Druckleuchten zu.

Zahlentafel X

Intensitätsverhältnis von Komponenten von H_γ im Querfeld-Abkling- und Druckleuchten

Serien	Komponenten	Abklingleuchten	Druckleuchten
	− 18	1,03	1,70
011—041	− 15		
002—032	+ 18	0,98	2,08
pa	+ 15		
pa	− 15	1,88	2,49
002—032	− 5		
002—122	+ 15	1,69	2,00
	+ 5		
	− 13	0,95	2,05
se 011—032	− 10		
se 002—023	+ 13	1,07	1,70
	+ 10		
	− 15	1,18	1,72
pa 002—032	0		
se 002—113	+ 15	1,15	1,72
	0		

In der Zahlentafel X sind für die starken Komponenten von H_γ die Intensitätsverhältnisse für das Abkling- und das Druckleuchten zusammengestellt. Wie aus ihrem Vergleich hervorgeht, kehren bei H_γ die gleichen Gesetzmäßigkeiten wie bei H_α und H_β wieder.

Durch unseren Vergleich der Intensitätsverhältnisse von Linienkomponenten von H_α, H_β und H_γ sind also hinsichtlich der Wirkung der Stöße von begegnenden Gasmolekülen auf Bewegungszustände senkrecht zur Feld- bzw. Atomachse folgende zwei gesetzmäßigen Erscheinungen gefunden:

1. Beim Übergang vom Abkling- zum Druckleuchten wird das Verhältnis der Intensität einer *pa*-, bzw. einer *se*-Komponente zu einer anderen *pa*- bzw. *se*-Komponente von kleinerer Drehzahl der Anfangspräzessionsbewegung um die Atomachse vergrößert.

2. Beim Übergang vom Abkling- zum Druckleuchten wird die Intensität der *pa*-Komponenten im Verhältnis zu derjenigen der *se*-Komponenten vergrößert.

Zahlentafel XI

Intensitätsverhältnis von Komponenten von H_α im Längsfeld-Abkling- und Druckleuchten

Serien		Komponenten	Abkling-leuchten	Druck-leuchten
	011–021	−4 / −3	0,36	0,33
	002–012	+4 / +3	0,83	0,90
pa				
pa		−4 / +2	1,22	1,40
	011–021			
	011–111	+4 / −2	1,37	1,56
		−1 / 0	0,66	0,59
se	011–012			
se	002–003	+1 / 0	0,40	0,43
pa	002–012	+3 / +1	0,45	0,42
se	011–012			

Zahlentafel XII

Intensitätsverhältnis von Komponenten von H_β im Längsfeld-Abkling- und Druckleuchten

Serien		Komponenten	Abkling-leuchten	Druck-leuchten
		−10 / −8	0,86	1,35
pa	011–031			
pa	002–022	+10 / +8	0,89	1,29
		−6 / −4	0,86	1,48
	011–022			
	002–013	+6 / +4	0,53	0,94
se				
se		+2 / −4	0,72	0,73
	011–112			
	002–013	−2 / +4	0,53	0,68
		−10 / −4	0,48	1,43
pa	011–031			
se	002–013	+10 / +4	0,61	1,26

8. Fall des Längsfeldes

In den Zahlentafeln XI, XII und XIII sind für die starken Komponenten der Linien H_α, H_β und H_γ die Intensitätsverhältnisse von *pa*- und *se*-Komponenten im Abkling- und im Druckleuchten für den Fall zusammengestellt, daß die Feldachse mit der Kanalstrahlenachse zusammenfällt und das Feld die gleiche Richtung wie die Kanalstrahlen hat.

Zahlentafel XIII

Intensitätsverhältnis von Komponenten von H_γ im Längsfeld-Abkling- und Druckleuchten

Serien		Komponenten	Abkling-leuchten	Druck-leuchten
		−18 / −15	1,02	1,25
pa	011–041			
pa	002–032	+18 / +15	1,19	0,96
		−13 / −10	0,95	1,55
	011–032			
	002–023	+13 / +10	0,95	1,12
		−10 / 0	0,45	0,62
se	002–023			
se	002–113	+10 / 0	0,43	0,47
		−3 / −10	0,76	0,95
	011–122			
	002–023	+3 / +10	0,79	1,01
		−18 / −10	0,54	1,18
	011–041			
	002–023	+18 / +10	0,61	1,05
pa				
se		−18 / −3	0,86	1,22
	011–041			
	011–122	+18 / +3	0,87	1,04

Wie das Studium der Zahlen in den drei Zahlentafeln und ihr Vergleich mit denjenigen in den Zahlentafeln VIII, IX und X lehrt, gelten für den Fall des Längsfeldes bei den meisten untersuchten Linienkomponenten die gleichen Gesetzmäßigkeiten wie im Falle des Querfeldes; nur sind die Änderungen der Intensitätsverhältnisse beim Übergang vom Abkling- zum Druckleuchten erheblich geringer als im Falle des Querfeldes, und bei einigen Linienkomponenten kehrt sich sogar die Änderung beim Übergang vom Abkling- zum Druckleuchten im Vergleich zu dem Fall des Querfeldes um. Es ist hierbei ja auch zu berücksichtigen, daß der Vergleich der Intensitätsverhältnisse für das Abkling- und Druckleuchten im Falle des Längsfeldes durch das Auftreten der Intensitätsdissymmetrie lang- und kurzwelliger Komponenten in diesem Falle gestört ist.

9. Polarisation der Gesamtemission von H_α

Seit der Entdeckung des Effektes des elektrischen Feldes auf Spektrallinien vor 25 Jahren steht die Frage offen, ob das elektrische Feld die Gesamtemission der Wasserstofflinien polarisiert, also die Intensität des gesamten elektrisch parallel seiner Achse schwingenden Lichtes (Summe der Intensitäten aller *pa*-Komponenten) im Vergleich zur Intensität des gesamten senkrecht zu seiner Achse schwingenden Lichtes (Summe der Intensitäten aller *se*-Komponenten) unter gewissen Versuchsbedingungen vergrößert oder verkleinert. Die Beantwortung dieser Frage verlangt die Berücksichtigung des Polarisationseffektes der Kanalstrahlen, also der Erscheinung, daß die bewegte Intensität der Wasserstofflinien auch ohne elektrisches Feld insofern polarisiert ist, als die parallel der Kanalstrahlenachse elektrisch schwingende Intensität größer ist als die dazu senkrecht schwingende Intensität. In einer früheren Untersuchung[1]) wurde gezeigt, daß diese Art von Polarisation bedingt ist durch die Begegnung von Kanalstrahlenatomen mit freien Elektronen. Unter anderen wurde folgender Versuch angestellt. Ein Kanalstrahlenbündel verlief zwischen zwei Elektroden parallel zu ihrer Oberfläche, also senkrecht zu dem elektrischen Feld, das zwischen ihnen hergestellt werden konnte; bei Abwesenheit des Feldes zeigte sich die Polarisation in ihrer bekannten Größe; wurde jedoch ein Feld von 0,3 kV/cm quer über das Kanalstrahlenbündel gelegt, so verschwand die Polarisation nahezu vollständig. Dieses Verschwinden wurde damit gedeutet, daß das elektrische Querfeld die freien Elektronen zum größten Teil aus dem Kanalstrahlenbündel heraustrieb.

Durch die vorliegenden Untersuchungen ist festgestellt, daß im Querfeld von 20–150 kV/cm die *pa*-Komponenten beim Übergang vom Abkling- zum Druckleuchten erheblich verstärkt werden im Vergleich zu den *se*-Komponenten der Wasserstofflinien. Es erhob sich darum die Frage, ob nicht unter den Bedingungen dieser Versuche (bewegtes Druckleuchten, starkes Querfeld) die bewegte Gesamtemission der Wasserstofflinien in bezug auf die Achse des elektrischen Feldes polarisiert ist. Der experimentellen Beantwortung dieser Frage stellte sich die Schwierigkeit entgegen, daß die Wasserstofflinien im allgemeinen in getrennte Komponenten zerlegt werden und deren Intensitäten nicht auf photographischem Wege summiert werden können. Die Beantwortung der aufgeworfenen Frage mußte darum auf die Linie H_α beschränkt werden. Für sie war nämlich bei der angewandten Dispersion (Steinheil-Spektrograph mit einem Prisma, kurze Brennweite) bis zu Feldstärken von etwa 50 kV/cm die Breite der Linie H_α im *pa*-Bild ebenso groß wie im *se*-Bild, die elektrische Aufspaltung also noch nicht merklich. Für sie konnte darum die Untersuchung der Polarisation durchgeführt werden. Diese erfolgte in der Weise, daß ein Stück des Kanalstrahlenbündels durch ein Kalkspat-Rhomboeder hindurch auf den Spektrographenspalt scharf abgebildet wurde, so daß im Spektrogramm die *pa*-Intensität der Linie H_α über der *se*-Intensität erschien. Um für die beiden Intensitäten die Schwächung durch Polarisation im Spektrographen angenähert gleich groß zu machen, war vor den Spektrographenspalt ein Viertelwellenlängen-Glimmerblättchen bzw. eine Quarzplatte zur Drehung der Polarisationsebenen um nahezu 45° geschaltet.

In den nachstehenden Zahlentafeln bedeutet $I\,pa$ bzw. $I\,se$ die elektrisch parallel bzw. senkrecht zur Feldachse schwingende Intensität. Im Falle des Querfeldes steht also $I\,pa$ senkrecht zur Kanalstrahlenachse, $I\,se$ parallel zu ihr; im Falle des Längsfeldes ist $I\,pa$ ebenso parallel zur Kanalstrahlenachse wie zur Feldachse. $p\,He$ bedeutet in ihnen den Druck des Heliums, in dem die Wasserstoff-Kanalstrahlen verliefen.

Zahlentafel XIV
Polarisation im Querfeld-Druckleuchten

Feldstärke in kV/cm	Intensitätsverhältnis $I\,se/I\,pa$	
	$p\,He$ 0,08 mm	$p\,He$ 0,10 mm
0	1,36	1,33
24	0,39	0,31
48	0,45	0,33

Wie aus der Zahlentafel XIV zu ersehen ist, tritt bei Abwesenheit des Feldes die bekannte Kanalstrahlenpolarisation auf; es ist also $I\,se$ merklich größer als $I\,pa$. Wird dagegen ein Feld von der Stärke von 20–50 kV/cm über das Kanalstrahlenbündel gelegt, so ist nunmehr umgekehrt $I\,pa$ erheblich intensiver als $I\,se$. Es verschwindet also nicht bloß die feldfreie Polarisation durch die Kanalstrahlenbewegung, sondern es wird die Gesamtemission von H_α durch das Zusammenwirken des elektrischen Querfeldes und der Stöße auf begegnende Gasmoleküle stark umgekehrt polarisiert.

Zahlentafel XV
Polarisation im Querfeld-Abklingleuchten

Feldstärke in kV/cm	Intensitätsverhältnis $I\,se/I\,pa$
0	1,00
60	0,71
85	0,76

1) J. Stark und H. Verleger, Physik. Zeitschrift **38**, 357, 1937.

In der Zahlentafel XV sind Werte des Verhältnisses I_{se}/I_{pa} für den Fall des Abklingleuchtens im Querfeld gegeben. Auch in diesem Falle tritt eine merkliche Polarisation der Gesamtemission von H_α im elektrischen Querfeld auf, nur ist sie erheblich kleiner als im Falle des Druckleuchtens.

Zahlentafel XVI
Polarisation im Längsfeld-Druckleuchten

Feldstärke in kV/cm	Intensitätsverhältnis I_{se}/I_{pe}	
	p *He* 0,08 mm	p *He* 0,10 mm
0	0,74	0,75
25	0,76	0,75
50	0,74	0,80

In Zahlentafel XVI sind Werte des Intensitätsverhältnisses I_{se}/I_{pa} für den Fall des Druckleuchtens im Längsfeld mitgeteilt. Dieses Verhältnis hat nunmehr für die Feldstärke 0, wie zu erwarten ist, einen Wert kleiner als 1. Dieser Wert ändert sich indes unter der Wirkung eines Feldes von 20–50 kV/cm nicht merklich. Es wird also die Gesamtemission von H_α durch ein starkes elektrisches Längsfeld im Druckleuchten nicht merklich polarisiert, oder genauer, es wird die vorhandene Kanalstrahlen-Polarisation nicht merklich geändert. Außerdem wurde die gleiche Erscheinung für den Fall des Abklingleuchtens im Längsfeld festgestellt.

Endlich wurde untersucht, ob die ruhende Emission von H_α unter dem Stoß von *He*-Kanalstrahlen durch ein quergestelltes elektrisches Feld polarisiert wird..

Zahlentafel XVII
Polarisation der ruhenden Emission von H_α im Querfeld.

Feldstärke in kV/cm	Intensitätsverhältnis I_{se}/I_{pa}	
	p *He* 0,08 mm	p *He* 0.10 mm
0	0,90	0,99
20	0,95	0,76
45	0,95	0,82

Wie aus Zahlentafel XVII zu entnehmen ist, scheint durch dieses die elektrische Schwingung parallel der Feldachse, also senkrecht der Kanalstrahlenachse etwas verstärkt zu werden. Doch ist die polarisierende Wirkung des Feldes auf die ruhende Emission sehr viel geringer als auf die bewegte Emission von H_α, wie der Vergleich der Zahlentafeln XVII und XIV lehrt.

Bei der Durchführung der vorstehenden Untersuchungen wurden wir durch die Technischen Sekretäre Lesche und Stenzel wirksam unterstützt. Dafür möchten wir ihnen auch an dieser Stelle unseren Dank aussprechen.

Berlin-Charlottenburg, Mai 1938.

(Eingegangen 27. Mai 1938)

Lichtemission und Ionisierung von Bewegungszuständen des Wasserstoffatoms in starken elektrischen Feldern

Von J. Stark und R. Ritschl

Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt

1. Einleitung

Unter der Überschrift „Über die Existenzgrenzen von Anregungszuständen des Wasserstoffatoms in starken elektrischen Feldern" haben H. Rausch v. Traubenberg, R. Gebauer und G. Lewin in der Zeitschrift „Die Naturwissenschaften" **18**, 417/418, 1930 die in Abb. 1 etwas vergrößerte Abbildung veröffentlicht. Diese wurde von A. Sommerfeld in die 5. Auflage seines Buches „Atombau und Spektrallinien" übernommen und mit folgender Unterschrift[1]) versehen: „Lo-Surdo-Aufnahme der Balmerlinien von H. Rausch v. Traubenberg, R. Gebauer und G. Lewin: Das elektrische Feld wächst von oben nach unten von etwa 100000 bis 1,14 Millionen Volt/cm, ganz unten nimmt es plötzlich zu Null ab. Die Linien H_α bis H_ε hören bei gewissen, in der Reihe von H_γ bis H_ε immer mehr abnehmenden Feldstärken auf zu existieren. Die violetten Starkkomponenten sind „ausdauernder" als die roten".

C. Lanczos[2]) hat aus der wellenmechanischen Theorie Schrödingers gefolgert, daß die Bewegungszustände des Wasserstoffatoms in starken elektrischen Feldern instabil werden und zu existieren aufhören; nach ihm besteht eine gute Übereinstimmung zwischen der wellenmechanischen Theorie Schrödingers und den Beobachtungen von Rausch v. Traubenberg, Gebauer und Lewin. Indes ist die physikalische Wirklichkeit anders als die Deutung des Spektrogramms in Abb. 1 von dogmatisch-theoretischer Seite.

Zunächst ist festzustellen, daß das Spektrogramm von Rausch v. Traubenberg, Gebauer und Lewin nicht, wie Sommerfeld angibt, eine Lo-Surdo-Aufnahme ist, sondern in

1) Entsprechend der etwas geänderten Wiedergabe der Figur sind hier die Worte „unten" und „oben" vertauscht.

2) C. Lanczos, Naturwiss. **18**, 329, 1930; Zeitschr. f. Phys. **68**, 204, 1931.

Wirklichkeit eine Kanalstrahlenaufnahme, bei der die Kanalstrahlen nicht wie für eine Lo-Surdo-Aufnahme vor der Kathode längs der Feldachse, sondern hinter der Kathode quer zur Feldachse verliefen.

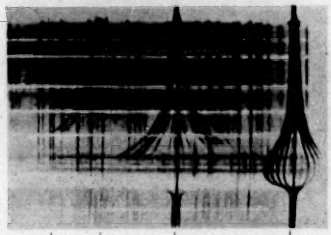


Abb. 1.

Abb. 2.

Weiter ist zu beachten, daß die Abnahme der Intensität der Komponenten der H-Linien von oben nach unten mit wachsendem Felde in Abb. 1 durch mehrere Umstände bedingt ist: durch die Verkleinerung des Öffnungsverhältnisses der optischen Abbildung infolge Zusammenrückens der Elektroden, zwischen denen das Kanalstrahlenbündel verlief; durch die Verkleinerung der photographischen Schwärzung infolge der Schiefstellung der Linienkomponenten und durch die weiter unten beschriebene Schwächung des Kanalstrahlenbündels infolge der Ionisierung im elektrischen Feld. Diese drei Ursachen für die Verringerung der Schwärzung der Linienkomponenten sind auf alle Fälle wirksam. Die Erscheinung, daß die Linienkomponenten bei einer gewissen Feldstärke im Spektrogramm nicht mehr sichtbar sind, kann darin ihren Grund haben, daß ihre Intensität unter den Schwellenwert der Empfindlichkeit der photographischen Platte gesunken ist. Es ist allerdings auch möglich, daß die Intensität der in Betracht kommenden Linienkomponenten oberhalb gewisser Werte der Feldstärke Null ist; aber der experimentelle Beweis dafür ist durch das Spektrogramm von Rausch v. Traubenberg, Gebauer und Lewin nicht geführt. Nun haben zwar Gebauer und Rausch v. Traubenberg[1]) in einer späteren Untersuchung experimentell gezeigt, daß die langwellige Komponente — 18 von H_γ durch ein quergestelltes elektrisches Feld im Vergleich zur kurzwelligen Komponente + 18 geschwächt wird, und aus den Werten des Intensitätsverhältnisses für Feldstärken kleiner als 0,5 Millionen Volt/cm haben sie extrapolatorisch gefolgert, daß die langwellige Komponente bei ungefähr 0,7 Millionen Volt/cm nicht mehr existiert. Indes ist auch durch diese Untersuchung der experimentelle Beweis dafür noch nicht geführt, daß die Komponenten der H-Linien bzw. die ihnen entsprechenden Bewegungszustände oberhalb gewisser Werte der Feldstärke nicht zu existieren vermögen; denn die Extrapolation auf das Verschwinden der langwelligen Komponente — 18 von H_γ gründet sich auf die Erscheinung, daß die langwellige Komponente für Werte der Feldstärke unterhalb der durch Extrapolation ermittelten Existenzgrenze weniger intensiv ist als die kurzwellige Komponente. Diese Erscheinung kann aber nicht durch ein Instabilwerden eines Bewegungszustandes bedingt sein; denn das Instabilwerden bei einem bestimmten Wert der Feldstärke würde nicht eine langsame Verringerung, sondern ein plötzliches Verschwinden der Intensität zur Folge haben.

Wenn man unbeeinflußt von einer Theorie an die Deutung des Spektrogrammes in Abb. 1 herangeht, so kommt man zu folgenden Feststellungen. Der Druck, bei dem dieses Spektrogramm gewonnen wurde, war so hoch (0,08 mm), daß die hinter der Kathode in dem elektrischen Querfeld verlaufenden Kanalstrahlen das durchlaufene Gas (Wasserstoff) jedenfalls im schwachen Teil des Feldes zu intensiver Emission des Bandenspektrums anregten. Bei einem so hohen Drucke erfahren die neutralen Kanalstrahlen zu einem Teil schon auf kurzer Strecke eine Ionisierung, werden also zu positiven Strahlen und dann als solche durch das quergestellte elektrische Feld aus dem Kanalstrahlenbündel herausgerissen. Infolgedessen nimmt die Intensität des Kanalstrahlenbündels (Zahl der positiven und neutralen Kanalstrahlen) beim Fortschreiten in dem quergestellten elektrischen Feld um so rascher ab, je stärker die Ionisierung der Kanalstrahlen, also je höher der Druck des durchlaufenen Gases ist. Diese Erscheinung hat der eine[1]) von uns bereits an früherer Stelle an Hand des in Abb. 2 wiedergegebenen Spektrogramms beschrieben. Dieses stellt die se-Komponenten der Linie H_γ für den Fall dar, daß Kanalstrahlen in der Richtung von oben nach unten durch ein quergestelltes homogenes Feld bei einem Gasdruck von etwa 0,05 mm verliefen.

1) H. Gebauer und H. Rausch v. Traubenberg, Zeitschr. f. Phys. **71**, 291, 1931.

1) J. Stark, Ann. d. Phys. **4**, 631, 1930.

Wenn hier von Ionisierung von neutralen Wasserstoffkanalstrahlen die Rede ist, so ist zu beachten, daß sich diese nicht ausschließlich in dem energetisch tiefsten Zustand (Grundzustand) des Wasserstoffatoms befinden, sondern daß an ihnen alle energetisch höheren Bewegungszustände (Anfangsbahnen des Elektrons) vorkommen. Man spricht also besser von einer Ionisierung von Bewegungszuständen des Wasserstoffatoms. Je nach dem energetischen Wert eines Bewegungszustandes ist die Energie für seine Ionisierung verschieden groß. Da entlang der Wasserstoffserie der Energieinhalt der Anfangsbewegungszustände zunimmt, so nimmt die für ihre Ionisierung benötigte Energie entlang der Serie ab. Darum werden, wie das Spektrogramm in Abb. 1 erkennen läßt, die aufeinanderfolgenden Linien von der Ionisierung und damit von der Schwächung ihrer Intensität um so stärker betroffen, je höher ihre Gliednummer ist.

2. Frage und Verfahren

Die leitende Vorstellung[1]), welche der nachstehenden Untersuchung zugrunde liegt, ist die Erkenntnis, daß das Wasserstoffatom in einem elektrischen Feld bestimmte axiale Einstellungen in seinen Bewegungszuständen erfährt; es können, wie hier kurz wiederholt sei, die strahlungslosen Bahnen seines Elektrons zwischen seinem positiven Kern und der Feldanode (anodisch gerichtete Einstellung, „anodische" Bahnen oder Zustände) oder zwischen seinem positiven Kern und der Kathode (kathodisch gerichtete Einstellung, „kathodische" Bahnen oder Bewegungszustände) liegen. Der Übergang des Elektrons aus einer anodischen Bahn nach einer energetisch tieferen anderen anodischen Bahn liefert eine „anodische" Linienkomponente; der Übergang zwischen den entsprechenden Bahnen auf der kathodischen Seite des Atoms eine „kathodische" Linienkomponente. Die Figurenachse der anodisch und der kathodisch gerichteten Einstellungen ist die Achse des elektrischen Feldes.

Auf Grund dieser Erkenntnis erhebt sich die Frage nach der Auswirkung der axialen Einstellung des Wasserstoffatoms im elektrischen Feld auf die Stoßionisierung seiner Bewegungszustände. Bei der Erwägung dieser Frage muß man zunächst beachten, daß die Ionisierung der Bewegungszustände für die ersten Linien der Balmerschen Serie H_α–H_δ im elektrischen Feld nicht unmittelbar durch dieses selbst erfolgen kann, solange dessen Stärke unter 1 Million Volt/cm bleibt, wie eine abschätzende Rechnung ergibt und auch die vorliegende Untersuchung bestätigt. Der primäre Vorgang bleibt vielmehr auch in diesem Falle der Stoß des einzelnen Kanalstrahlenatoms auf ein ihm begegnendes Gasmolekül und die zur Ionisierung nötige Energieabgabe aus der kinetischen Energie des Kanalstrahlenatoms. Das elektrische Feld kann bei diesem primären Vorgang nur eine sekundäre Rolle spielen; und zwar sind zwei Möglichkeiten in Betracht zu ziehen. Erstens kann es durch die von ihm aufrechterhaltene axiale Einstellung des Atoms für seine verschiedenen Bewegungszustände auf der anodischen oder der kathodischen Atomseite das Verhältnis der Chancen dafür ändern, daß die Bewegungszustände (Anfangsbahnen) von dem Stoß getroffen und ionisiert werden; eine solche Wirkung des Feldes kann das Intensitätsverhältnis der anodischen oder der kathodischen Linienkomponenten je untereinander dann merklich beeinflussen, wenn die Stärke des Feldes bereits so hoch ist, daß es überhaupt schon in den Ionisierungsvorgang eingreift. Zweitens kann das elektrische Feld in der Weise bei der Stoßionisierung mitwirken, daß es das aus einem Bewegungszustand beim Stoß herausgeworfene Elektron auffängt und es entweder wieder in die Nähe des Atomkerns zurückführt (Erschwerung der Ionisierung) oder aber entgegengesetzt von dem Atomkern weiter wegführt (Erleichterung der Ionisierung). Und gerade diese entgegengesetzte Wirkung ist für die zwei entgegengesetzten Einstellungen des Wasserstoffatoms im elektrischen Feld zu erwarten; bei einem ionisierenden Stoß auf einen anodischen Bewegungszustand wird nämlich das aus ihm herausgeworfene Elektron von dem positiven Atomkern weg nach der Anode zu durch das elektrische Feld getrieben, während es bei einem Stoß auf einen kathodischen Zustand in der Richtung auf den positiven Kern vom äußeren elektrischen Feld zurückgetrieben wird. Diese Art von Mitwirkung des elektrischen Feldes bei der Stoßionisierung läßt beim Merklichwerden der Mitwirkung erwarten, daß ein anodischer Bewegungszustand leichter als der entsprechende kathodische Bewegungszustand ionisiert wird, also die zugeordnete anodische Linienkomponente durch die Stoßionisierung im elektrischen Feld im Vergleich zur entsprechenden kathodischen Linienkomponente geschwächt wird.

Auf Grund der vorstehenden Erwägungen ergab sich für die experimentelle Untersuchung folgende Fragestellung: Ändert ein hinreichend starkes elektrisches Feld das Intensitätsverhältnis der Komponenten einer H-Linie in der Emission durch H-Kanalstrahlen, die das elektrische Feld quer zu ihm bei einem geeigneten Gasdruck durchlaufen?

Zur Beantwortung dieser Frage mußte vor allem ein starkes elektrisches Feld gewählt werden.

1) J. Stark, Ann. d. Phys. **4**, 692, 1930; Physik. Zeitschr. **38**, 572, 1937; J. Stark, R. Ritschl und H. Verleger, Physik. Zeitschr. **39**, 503, 1938.

Es kamen Feldstärken größer als 300 kV/cm in Betracht. Da zur Herstellung so starker Felder unter unseren Bedingungen Spannungen von 20 kV nicht erheblich überschritten werden konnten, so mußte der Abstand der Feldelektroden bis zu 0,2 mm verkleinert werden. Dadurch entstehen aber für die Beobachtung von scharfen Linienkomponenten in einem so starken Feld große Schwierigkeiten. Einmal treten leicht Funken zwischen den Feldelektroden auf, welche das H-Spektrogramm mit störenden Linien und kontinuierlichen Bändern überdecken. Vor allem aber wird es sehr schwer, ein ausreichend homogenes Feld und damit scharfe Linienkomponenten zu erhalten; schon Abweichungen um 0,01 mm von der Planparallelität der Elektroden machen die Linienkomponenten unscharf, und zwar um so mehr, je größer ihre elektrische Verschiebung ist.

Diese Schwierigkeiten haben wir durch die Vereinigung zweier Anordnungen überwunden. Wir ließen nämlich die Kanalstrahlen erst durch ein kurzes, sehr starkes Feld laufen und durch dieses die Bewegungszustände eines Teiles der Kanalstrahlen ionisieren, und unmittelbar hinter ihm durch ein wesentlich schwächeres Feld weiterlaufen, welches die Ionisierung nicht mehr beeinflußte, sondern nur zur spektralen Auseinanderlegung und Beobachtung scharfer Linienkomponenten diente. Damit aber diese Auseinanderlegung von Beeinflussung durch die Mitwirkung des starken Feldes bei der Ionisierung und von Beobachtung der Linienintensitäten im schwächeren Feld möglich war, mußte der Gasdruck möglichst niedrig gehalten werden, so daß die Bewegungszustände des Kanalstrahlenbündels im schwachen Feld angenähert noch dieselben blieben wie beim Austritt aus dem starken Feld. Und um bei einem so niedrigen Gasdruck überhaupt noch eine der Beobachtung zugängliche Lichtemission zu erhalten, mußte die geplante Untersuchung am Abklingleuchten der H-Kanalstrahlen durchgeführt werden.

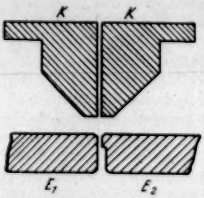


Abb. 3.

Aus Abb. 3 sind die wesentlichen Teile unserer Versuchsanordnung zu ersehen. K ist die Kanalstrahlenkathode mit einem Kanal von $0{,}3 \times 3$ mm² Querschnitt und 30 mm Länge. E_1 und E_2 sind die zwei Feldelektroden, zwischen denen die aus dem Kanal kommenden Kanalstrahlen verliefen. Die eine von ihnen hat oben am Eintritt der Kanalstrahlen einen Vorsprung nach der anderen Elektrode zur Herstellung des starken, an der Ionisierung mitwirkenden Feldes; auf dieses folgt das schwächere Feld zwischen den weiter entfernten Elektrodenflächen, das zur Beobachtung der Linienkomponenten diente.

Als Spektrograph diente der bekannte GH-Spektrograph von Steinheil unter Verwendung von einem Prisma und der Optik mit kleiner Brennweite. Der Kathodenfall zur Erzeugung der H-Kanalstrahlen betrug 15000 Volt.

3. Ergebnisse

Für das Verständnis der nachstehenden Ergebnisse ist es notwendig, daß man sich die Vorgänge im Abklingleuchten von Kanalstrahlen gemäß den Darlegungen an früherer Stelle[1]) vor Augen hält. Insbesondere hat man zu beachten, daß das Abklingleuchten der Kanalstrahlen nicht den Emissionsvorgang an einem einzelnen Kanalstrahlenatom charakterisiert, sondern daß in ihm der primäre Vorgang die Änderung des Anregungszustandes des Kanalstrahlenbündels beim Übergang aus einem Raum von etwa 0,5 mm Druck in einen Raum von sehr viel kleinerem Druck ist.

Wie an anderer Stelle[2]) gezeigt wurde, sind die Intensitäten der langwelligen und der entsprechenden kurzwelligen Komponenten der Wasserstofflinien im Abklingleuchten von Wasserstoffkanalstrahlen in einem zu ihnen quergestellten elektrischen Feld nahezu gleich groß, wenn die Feldstärke unter 200 kV/cm bleibt; in der geringen dabei auftretenden Intensitätsdissymmetrie überwiegt die Intensität der anodischen (langwelligen) Komponenten gegenüber derjenigen der kathodischen (kurzwelligen). Ein mäßig starkes elektrisches Querfeld ändert mit wachsender Stärke nicht das Intensitätsverhältnis von H-Linienkomponenten im Abklingleuchten, insonderheit nicht die Intensitätssymmetrie der meisten Komponenten. Die im Nachstehenden beschriebenen Erscheinungen treten also erst in hinreichend starken Querfeldern auf, wie Gebauer und Rausch v. Traubenberg zuerst an dem Intensitätsverhältnis der Komponenten ± 18 der Linie H_γ gezeigt haben; und zwar überwiegt in ihnen die Intensität der kathodischen (kurzwelligen) Komponenten diejenige der anodischen (langwelligen). In Abb. 4 und 5 sind Spektrogramme für H_γ und H_δ (Vergrößerung 4,4) mitgeteilt,

1) J. Stark, Die Entdeckung der Lichtemission und Atomstruktur, Technische Buchhandlung A. S., 1927; J. Stark, R. Ritschl und [illegible], Physik. Zeitschr. **39**, 506, 1938.

2) J. Stark, R. Ritschl und H. Verleger, Physik. Zeitschr. [illegible], 1938.

welche mit der vorstehenden Versuchsanordnung erhalten wurden. Wie aus ihnen an der elektrischen Zerlegung der Linien zu ersehen ist, verläuft das Kanalstrahlenbündel von dem Kanalende weg nach unten in der Abbildung zunächst auf einer kurzen Strecke (5 mm) in einem Feld erst langsam, dann rasch anwachsender Stärke, tritt dann in ein sehr starkes Feld (380 bzw. 470 kV/cm) zwischen dem Vorsprung der einen Feldelektrode und der anderen Feldelektrode ein, läuft dann über in einem Feld, dessen Stärke (220 bzw. 270 kV/cm) nur etwas weniger als die größte zuvor durchlaufene Feldstärke ist, und geht dann am Ende der Feldelektroden in ein noch schwächeres, allmählich auf Null abfallendes Feld über, um schließlich in einem feldfreien Raum (keine Zerlegung der Wasserstofflinien) zu verlaufen.

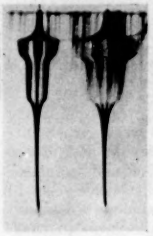


Abb. 4.

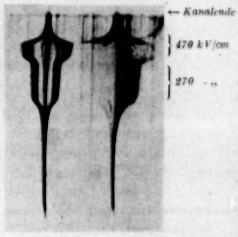


Abb. 5.

Im oberen Teil der Spektrogramme treten neben den Linien H_γ und H_δ noch schwache Bandenlinien des Wasserstoffes auf. Aus ihrer geringen Intensität ist zu folgern, daß der Gasdruck im Abklingraum tatsächlich sehr niedrig, aber immerhin noch merklich war. Vergleicht man die Schwärzung der langwelligen Komponenten von H_δ mit derjenigen der kurzwelligen in Abb. 4, so kann man feststellen, daß sie für jene merklich kleiner ist als für diese, und zwar sowohl in dem sehr starken Feld wie in dem mittelstarken Feld. Führt man diesen Vergleich in der Abb. 5 durch, so stellt man fest, daß die Intensität der langwelligen Komponenten sowohl im starken wie im schwächeren Feld so gering geworden ist, daß sie auf der photographischen Platte keine Schwärzung mehr hervorzubringen vermochte. Dagegen ist die Intensität (Schwärzung) der kurzwelligen Komponenten auch nach dem Durchlaufen des starken Feldes groß; daß sie in diesem selbst klein zu sein scheint, hat seinen Grund in der Verbreiterung der stark abgelenkten Komponenten infolge der Inhomogenität des Feldes; die wenig abgelenkten Komponenten + 6 und + 10 erscheinen auch im starken Feld intensiv.

Bei der Würdigung dieser Tatsache ist die andere von uns festgestellte Tatsache zu beachten, daß dann, wenn die Kanalstrahlen nicht erst ein sehr starkes Feld durchlaufen, bevor sie in ein Feld von 220 bzw. von 270 kV/cm eintreten, die langwelligen und die kurzwelligen Linienkomponenten von H_δ nahezu die gleiche Schwärzung bzw. Intensität mit einem geringen Intensitätsüberwiegen der langwelligen Komponenten aufweisen. Aus diesen zwei Tatsachen ist zu folgern, daß die Verteilung der Bewegungszustände der Kanalstrahlen, wie sie sich beim Durchlaufen des sehr starken Feldes unter dessen Einwirkung herstellt, beim Übertritt in das schwächere Feld erhalten bleibt, so daß aus dem Intensitätsverhältnis der Linienkomponenten im mittelstarken Feld rückwärts auf das Intensitätsverhältnis im starken Feld geschlossen werden kann. Demgemäß folgt aus der Intensitätsdissymmetrie der lang- und der kurzwelligen Komponenten von H_δ in Abb. 4, daß das starke Feld die Zahl der Ionisierungen von anodischen Bewegungszuständen des H-Atoms vermehrt im Vergleich zu den kathodischen Bewegungszuständen. Bei weiterer Steigerung der Feldstärke von 380 auf 470 kV/cm wird dieser Unterschied in der Wirkung des elektrischen Feldes auf die Ionisierung der anodischen und der kathodischen Bewegungszustände noch größer, wie der große Schwärzungsunterschied der lang- und der kurzwelligen Komponenten von H_δ in Abb. 5 veranschaulicht. Immerhin verschwinden auch unter den Bedingungen für diese Abbildung noch nicht alle anodischen Bewegungszustände beim Durchgang der Kanalstrahlen durch das starke Feld, denn bei genauerer Betrachtung bemerkt man auf der langwelligen Seite von H_δ in dem schwachen Feld außerhalb des Zwischenraumes zwischen den Feldelektroden noch einen Rest von Schwärzung der Komponenten — 28 und — 24 (in eine Linie verschmolzen) und der Komponenten — 10 und — 6 (in eine Linie verschmolzen), die in dem Feld mittlerer Stärke infolge ihrer Auseinanderlegung unter der Schwelle der photographischen Sichtbarkeit bleiben.

Neben der wichtigen Folgerung, daß die Stoßionisierung der anodischen Bewegungszustände durch die Mitwirkung des äußeren elektrischen Feldes mehr erleichtert wird als diejenige der kathodischen Bewegungszustände, läßt sich aus den vorstehenden Feststellungen noch ein weiteres Ergebnis ableiten. Wie nämlich aus den Abb. 4 und 5 folgt, vermag ein Teil der

anodischen Bewegungszustände das starke Feld zu durchlaufen, ohne zerstört zu werden. Hieraus ist zu schließen, daß das elektrische Feld nicht unmittelbar für sich allein auf die Bewegungs-

Abb. 6. Komponenten der Linie H_γ in einem Querfeld von 400 kV/cm.

zustände wirkt, sei es, daß es selbst die Ionisierung erzwingt oder die Bewegungszustände instabil macht; denn wäre dies der Fall, dann müßten die in Betracht kommenden Bewegungszustände beim Durchlaufen eines Feldes, dessen Stärke oberhalb eines bestimmten Schwellenwertes liegt, sämtlich restlos verschwinden, ohne daß ein Teil von ihnen unzerstört in das schwächere Feld übertritt. Das Auftreten von Existenzgrenzen der Anregungszustände des Wasserstoffatoms in starken elektrischen Feldern ist also nicht in dem Sinne, wie es von anderer Seite behauptet wurde, experimentell erwiesen.

Nach diesem Vergleich der Intensitäten der lang- und der kurzwelligen Komponenten der Linie H_δ sei auf die oben aufgeworfene Frage zurückgegriffen, ob durch ein hinreichend starkes elektrisches Feld auch das Intensitätsverhältnis zweier Linien derselben Gruppe im Vergleich zu dem Intensitätsverhältnis dieser Linien in der anderen Gruppe verändert wird. Auch diese Frage lassen unsere Versuche positiv beantworten. In Abb. 6 ist ein Photogramm der Linie H_δ aus Abb. 4 für ihren mittleren Teil (380 kV/cm) mitgeteilt. Aus ihr ist zunächst die bereits festgestellte Tatsache zu ersehen, daß die langwelligen (—) Komponenten weniger intensiv sind als die kurzwelligen (+). Außerdem sieht man, daß das Intensitätsverhältnis der kurzwelligen Komponenten + 28 und + 24 nahezu gleich 1 ist, während auf der langwelligen Seite die Komponente — 24 erheblich intensiver ist als die Komponente — 28. Auch ist auf der langwelligen Seite die Komponente — 6 erheblich intensiver als die Komponente — 10 im Vergleich zu dem Intensitätsverhältnis der entsprechenden Komponenten + 6 und + 10 auf der kurzwelligen Seite.

Die Abb. 6 läßt noch eine weitere interessante Feststellung treffen. Wie nämlich aus ihr zu ersehen ist, hat die Komponente — 2 eine größere Intensität als die Komponente + 2, während sonst für alle übrigen langwelligen und kurzwelligen Komponenten das Umgekehrte der Fall ist. Es verhält sich also die Komponente + 2 so, wie es für eine anodische Komponente bzw. einen anodischen Bewegungszustand zu erwarten ist, die Komponente — 2 dagegen wie eine kathodische Komponente. Diese Feststellung stimmt in der Tat überein mit der Berechnung[1]) der anodischen Komponenten der Linie H_δ.

Die Erscheinungen, welche im Vorstehenden an der Linie H_δ festgestellt wurden, konnten wir auch an der Linie H_γ beobachten, aber sie traten bei dieser Linie erst bei einer wesentlich größeren Feldstärke auf als bei der Linie H_δ; in qualitativer Hinsicht war indes Übereinstimmung vorhanden: Änderung des Intensitätsverhältnisses innerhalb der Gruppe der anodischen Komponenten und Abnahme der Intensität einer anodischen Komponente im Vergleich zur entsprechenden kathodischen Komponente mit wachsender Feldstärke. Eine Anschauung hiervon gibt das Spektrogramm in Abb. 7, das bei

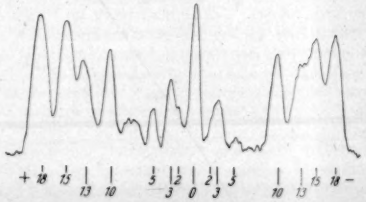


Abb. 7. Komponenten von H_δ in einem Querfel d von 380 kV/cm.

einer Feldstärke von 440 kV/cm erhalten wurde. Wie es ersehen läßt, sind die Schwärzungen für die kurzwelligen (+) etwas größer als für die langwelligen (—) Komponenten, anscheinend mit Ausnahme der Komponenten ± 2; zudem sind die Schwärzungsunterschiede benachbarter Komponenten innerhalb der langwelligen etwas verschieden von den entsprechenden Unterschieden in der kurzwelligen Gruppe.

Den technischen Sekretären Lesche und Stenzel danken wir auch an dieser Stelle für die wertvolle Hilfe, welche sie uns bei der Durchführung der vorstehenden Untersuchung leisteten.

1) J. Stark, Die Axialität der Lichtemission und Atomstruktur, S. 20 und 23, Polytechnische Buchhandlung A. Seydel, Berlin 1927; J. Stark, R. Ritschl und H. Verleger, Physik. Zeitschr. **39**, 505, 1938.

Berlin-Charlottenburg, April 1938.

(Eingegangen 19. April 1938)

Über den Lichtstoß des Funkens und die Senkung der Funkenspannung durch ihn

Von Max. Toepler

Inhalt: Eine handliche Strahlfunkenstrecke, die Funkenlampe, wird geschildert. Das Altern von Strahlerfunken und Empfängerfunkenstrecke wird besprochen. Aus der Messung der Strahlwirkung in verschiedenen Abständen und bei verschiedener Kapazität am Strahler werden Gesetze für die Strahlwirkung gewonnen.

Die Messungen der vorliegenden Arbeit schließen sich eng an schon veröffentlichte[1]) Vorversuche an.

A. Versuchsanordnung, Funkenlampe, Meßmethode

Versuchsanordnung. Die allgemeine Versuchsanordnung war die gleiche, wie sie l. c. zu Fig. 1 daselbst eingehend geschildert wurde; sie ist in allen Teilen tunlichst symmetrisch aufgebaut. Im wesentlichen: Eine Gleichrichteranlage mit großer regulierender Kapazität speist über zwei große Widerstände von je 10^7 Ohm direkt die Meßfunkenstrecke als Strahlempfänger und weiter über zwei Wasserwiderstände w_1 und w_2 von je 10^5 Ohm den parallel geschalteten Funken der Funkenlampe als Strahler. Diese Wasserwiderstände zwischen Strahler und Empfänger konnten durch Metallbügel überbrückt werden. Die Meßfunkenstrecke, nachfolgend mit $[F_5^{\text{Messing}}]_{20}$ bezeichnet, besaß Messingkugeln von 5 cm Durchmesser an Messingzuleitungen von 0,8 cm Durchmesser axial in einem horizontalen Zylinderkäfig von 20 cm Durchmesser mit zwölf Sprossen von je 0,8 cm Stärke und 35 cm Länge. Der Käfig war bis auf einen schmalen Längsschlitz (5 cm Breite) mit Samt umhüllt. Der Meßfunkenstrecke war in vorliegender Arbeit stets eine wirksame Kapazität von 6250 cm angeschaltet.

Funkenlampe. Als Strahler diente der Funken in der Funkenlampe. Ihr war meist eine Kapazität von 5500 cm angeschaltet.

Fig. 1 gibt einen Aufrißschnitt der Funkenlampe.

Auf den Porzellanfuß *PP* mit Eisenkappe *ee* ist die Funkenlampe mit ihrem 1 cm dicken Messingzapfen *Z* aufsetzbar.

Der Zapfen *Z* führt durch eine Holzplatte *hh* und die Messingbodenplatte *pp* mit Zuleitungsklemme k_1 sowie durch eine halbierte Messingvollkugel zur Lampenanode *A* mit Aufschraubgewinde. In *pp* sitzen die acht Sprossen *ss* aus 0,8 cm starkem Messingrohr und bilden den Käfig von 8 cm lichter Weite. Alles dies bildet die Lampenanode, letztere war also stets „gekäfigt".

Die Sprossen *ss* waren in die oben aufliegende paraffinierte Holzplatte *h'h'* versenkt, in letztere war eine flache Glasglocke *gg* eingekittet, auf letztere wiederum der Metallring *p'* mit Feststellklemme *k'* für die Zuleitung zur Kathode *K*.

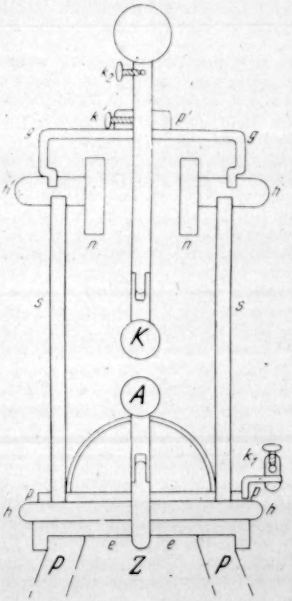


Fig. 1. Funkenlampe.

Diese war 1 cm dick und mit der Abzweigklemme k_2 versehen. Um eine vorzeitige Funkenbildung von der Zuleitung zu *K* über den Holzring zu den Käfigsprossen zu verhindern, war ein Pertinaxrohrstutzen *nn* zwischengeschoben.

Als Kugelelektroden, Anode gleich der Kathode, wurden nachstehend erst Stahlkugeln von 2 cm Durchmesser, dann von 4 cm Durchmesser benutzt, schließlich Kupferkugeln von 3 cm Durchmesser.

Stellung von Strahler und Empfänger. Die von mir früher schon nachgewiesene Tatsache, daß alle Teile des Strahlfunkens *F** wirksam sind, vom Empfänger *F'* aber ausschließlich die Kathodenoberfläche sich als empfindlich erwies, läßt parallel gelagerte Strahler und Empfänger (wie sie in meiner früheren Arbeit benutzt

[1]) M. Toepler, Physik. Zeitschr. **35**, 161–166, 1934. Auch die Messungen zu vorliegender Arbeit stammen aus 1934, konnten aber erst jetzt veröffentlicht werden.

wurden) unzweckmäßig erscheinen. Daher wurde einerseits die Achse der Funkenlampe lotrecht gestellt, andererseits wurde die horizontal liegende Achse des angestrahlten Meßfunkens F' in der Horizontalebene um 30° gedreht. Dies derart, daß ein horizontaler Lichtstrahl vom höchsten Punkte der Anode der Funkenlampe nach der Mitte M der Kathodenoberfläche des Empfängers (dieser nach wie vor mit horizontaler Achse) mit der Tangentialebene an die Kathode in M einen Winkel von 30° bildete. Die Länge dieses Lichtstrahles ist im folgenden stets als Abstand A, gemessen in Meter, bezeichnet.

Bei solcher Schrägstellung wirft für kleine Schlagweiten F' die Anode des Empfängers ihren Schatten auf die Kathode. Ohne störenden Schattenwurf kann man für Kugeln von 5 cm Durchmesser bei F', wie eine einfache Rechnung ergibt, nur bis etwa 0,75 cm Schlagweite hinuntergehen.

Meßmethode. Die Feststellung zusammengehöriger Funkenlängen von Strahler F^* und unbestrahltem oder bestrahltem F' erfolgte wie früher durch Ermittelung derjenigen Einstellungsstufe von F', für welche unter 20 Funken 50 Proz. auf F' kamen. Dabei waren für unbelichtetes F', Länge s_{norm}, die Widerstände w_1 und w_2 überbrückt und ein großer, mit Samt überzogener Schirm zwischen F^* und F' zwischengestellt. Für bestrahltes F', Länge s_{max}, war w_1 und w_2 eingeschaltet und die Blende beseitigt. Als Zeitabstand zweier Funken wurde 5–10 sec gewählt. Dabei erforderte die Ermittlung jedes Wertes von s_{norm} bzw. s_{max} rund 200 Funken F^*. Der Wert von $s_{max} - s_{norm}$ mißt die „Strahlwirkung", nachfolgend stets mit W bezeichnet.

Einbrennen. Entsprechend den früheren Erfahrungen[1]) wurden allgemein nach jeder Arbeitspause von mehr als 2 Stunden beide Funkenstrecken erst mit wenigstens 20 starken Funken eingebrannt (zur Beseitigung von Staubspitzen).

Anblasen. Um sicher bei etwa 5–10 sec Zeitdifferenz zwischen den einzelnen Funken auch in der lotrechten Funkenlampe eine Überwärme von Schlagweite und oberer Elektrode zu vermeiden, wurde die Funkenstrecke F^* in der Funkenlampe von schräg unten aus 25 cm Abstand mit kaltem Föhn angeblasen.

Seitenstrahlung. Um störende Seitenstrahlung zu vermeiden, stand die Funkenlampe in einem leichten Holzgestell (40 × 40 cm Boden, 80 cm Höhe) mit Samtverkleidung. Letztere besaß außer den kleinen Löchern für die Stromzufuhr von der Seite und für den Föhnmund eine Hauptöffnung von 2 × 6 cm in Höhe des Strahlfunkens F^*.

1) M. Toepler, Arch. f. Elektrotechnik **26**, 429, 1932.

B. Altern der Anfangsspannung und der Strahlwirkung; Knickstellen

Gemessen wird je für bestimmt eingestellte Funkenlänge in der Lampe abwechselnd die (durch 50 Proz. Treffer ermittelte) zugehörige Anfangsschlagweite bei $[F'_5\,\text{Messing}]_{20}$ ohne Belichtung, d. h. s_{norm}, und die durch Belichtung bei gleicher Spannung vergrößerte Schlagweite s_{max}. Mit der zur Ermittlung nötigen Funkenzahl in Lampe und Empfänger verändern sich, „altern" sowohl s_{norm} wie s_{max}. Dabei umfaßt s_{norm} das Altern der Funkenspannungen in Lampe und Empfänger, s_{max} das Altern der Strahlintensität des Lampenfunkens wie auch der Empfindlichkeit des Empfängers. Ebenso steht es für das „Erholen", veranlaßt durch Ruhepausen oder durch Putzen der Elektroden.

Altern der Anfangsspannungen. Wie die Anfangsschlagweiten s_{norm} an frischen (unbelichteten) Elektroden mit wachsender Funkenzahl sich ändern, d. h. altern, ist von mir früher eingehend untersucht worden[1]). Während der ersten etwa 100 starken Batteriefunken steigt für Kugelelektroden aus Stahl, Messing oder Kupfer bei Schlagweiten unterhalb einer Knickstelle[2]) die Anfangsspannung (Funkenspannung) erst rasch, dann langsamer an; oberhalb 100 „einbrennenden" Funken findet dann nur noch langsame Steigerung statt. Wie weit, darüber ließ sich bei Gelegenheit vorliegender Arbeit ein Anhalt gewinnen.

Altern der Anfangsspannung von $[F'_5\,\text{Messing}]_{20}$. Durch zahlreiche Vorversuche war diese Meßfunkenstrecke schon bei Beginn der Messungen zu vorliegender Arbeit etwa 5000 Funken alt, bis zu F' gleich 2 cm lagen die Funkenlängen etwas mehr als 2 Proz. unter denen einer sonst unbenutzten und nur für diesen Vergleich vorübergehend parallelgeschalteten Funkenstrecke zwischen Kupferkugeln von je 10 cm Durchmesser. In Tabelle I sind die nach Abschluß vorliegender Arbeit erhaltenen Vergleichsergebnisse angegeben.

Tabelle I

F_{10} Kupfer cm	a $[F'_5\,\text{Messing}]_{20}$ ganz alt cm	b $[F'_5\,\text{Messing}]_{20}$ geputzt cm	Bei 20° C u. 760 mm Hg kV
0,5001	0,4919	0,4999	17,34
0,7562	—	0,7498	24,88
0,9985	0,9756	0,9719	31,85
1,2619	1,2294	1,2319	39,30
1,4960	1,4678	1,4716	46,13
1,7666	1,7254	1,7199	53,49
2,0510	1,9894	1,9950	61,24

1) M. Toepler, Arch. f. Elektrotechnik 23, 429, 1932.

In Tabelle I sind zunächst die Funkenlängen F_{10} angegeben, dann, Reihe a, die zugehörigen Werte der sehr gealterten $[F'_5\ \text{Messing}]_{20}$, dann, Reihe b, die Meßergebnisse nach Putzen dieser Meßfunkenstrecke (mit fettfreien Putzmitteln).

Man sieht: Jetzt, nach mehr als 20000 Funken, haben wir (vgl. Reihe a) etwas weniger als 3 Proz. niedrigere Werte als F_{10}, also eine zusätzliche Alterung von weniger als 1 Proz.

Die Erholung der Anfangsschlagweiten ganz alter Messingelektroden durch Putzen betrug, wie die Tabelle zeigt, nur etwa 0,02 Proz. bei Weglassen des Wertes für 0,5 cm.

Wegputzen läßt sich also nur ein kleiner Teil der Gesamtalterung; diese besteht zum großen Teil in einer dauernden, nicht abputzbaren Veränderung (Entladungserschwerung durch Entgasung?) der Elektroden.

Spannungseichung. Die in der letzten Reihe von Tabelle I angegebenen Spannungen zu F_{10} Kupfer gelten für 0° und 76 cm *Hg* und sind nach der Formel

$$P = \left(25 \cdot F_{10} + 6{,}7 \cdot \sqrt{F_{10}}\right) 1{,}006 \qquad (1)$$

berechnet[1]). Sie gelten also auch für die unter *a* und *b* angegebenen Funkenlängen der Meßfunkenstrecke $[F'_5\ \text{Messing}]_{20}$.

Altern der Anfangsspannung von $[F^*_2$ Stahl$]_s$. Bei den Messungen der Strahlwirkung von F^* auf F' zu dem nachfolgenden Abschnitt *C* wurde etwa 20000mal $[F_2\ \text{Stahl}]_s$ mit einem unbelichteten $[F'_5\ \text{Messing}]_{20}$, dessen Alterung vorangehend angegeben wurde, verglichen.

Tabelle II

$[F_2$ Stahl$]_s$ cm	a $[F'_5$ Messing$]_{20}$ cm	b $[F'_5$ Messing$]_{20}$ cm
0,7562	0,7637	0,7571
0,9985	0,9164	0,9135
1,2619	1,0240	1,0201
1,4960	1,0792	1,0714
1,7666	1,1300	1,1279
2,0510	1,1739	1,1643
2,2552	1,2107	1,1961
2,4950	1,2467	1,2362

In Reihe a von Tabelle II sind die Mittelwerte der Messungen bei den ersten 10000 Funken, in Reihe b die bei den zweiten 10000 Funken zusammengestellt. Die Differenz beider Reihen gibt den Alterungsunterschied der Funkenlänge in der Lampe und im Meßkäfig. Sie beträgt im Durchschnitt 0,67 Proz. der letzteren, dies entspricht für 1 cm Schlagweite etwa 200 Volt. Die Stahlkugeln des Strahlers alterten also viel schwächer als die Messingkugeln des Empfängers.

1) M. Toepler, ETZ. **51**, 777, 1930 und **53**, 1219, 1932; ferner Zeitschr. f. techn. Phys. **13**, 386, 1932.

Altern von s_{max} bzw. $[s_{max} - s_{norm}]$. Für das Altern von s_{max}, d. h. der durch Bestrahlung erhöhten Anfangsschlagweite, kann nur gesagt werden, daß es parallel läuft mit dem Altern von s_{norm}. Mit dem Alter, d. h. der Zahl der Funkenübergänge, nimmt aber nicht nur s_{max} und s_{norm}, sondern auch die Strahlwirkung, d. h. $[s_{max} - s_{norm}]$, ab; demnach nimmt s_{max} stärker ab als s_{norm}. Dies zeigt z. B. ein Vergleich der Angaben von Reihe b in Tabelle IV mit denen von Reihe a in Tabelle V. Der Altersunterschied beider Reihen ist, wie aus den beigesetzten Nummern des Versuchs ersichtlich ist, recht beträchtlich. Jedenfalls scheint auch die Strahlwirkung prozentual viel empfindlicher gegen Verstaubung[1]) und Oxydation zu sein als s_{norm}. Um beides möglichst zu beseitigen, wurde bei allen Messungen nach jeder Pause von mehr als 2 Stunden die bestrahlte Elektrode mit 20 bis 100 starken Funken neu eingebrannt.

Knickstelle im Verlauf der Anfangsspannung für Funken in der Funkenlampe. Durch Einbau in einen engen Käfig wird sowohl der Verlauf der Anfangsspannung wie die Lage der Knickstelle im Vergleich zum freien Raum geändert. Die Knickstelle interessiert uns hier, da sie, wie ich in der eingangs erwähnten Arbeit nachgewiesen habe, auch für die Strahlwirkung Gebiete verschiedenen Verhaltens trennt.

Die Lage der Knickstelle zeichnet sich besonders stark im Verlauf der Differenz der Schlagweiten parallelgeschalteter Funkenstrecken ab. Wie Tabelle I entnehmen läßt, liegt die Knickstelle für $[F'_5\ \text{Messing}]_{20}$ erst oberhalb 2 cm. Die Unstetigkeit, die in dem Verlauf der Differenz von $[F'_5\ \text{Messing}]_{20}$ mit den parallelgeschalteten Schlagweiten für Stahlkugeln von 2 cm Durchmesser, für Kupferkugeln von 3 cm Durchmesser und für Stahlkugeln von 4 cm Durchmesser in der Funkenlampe unterhalb 2 cm auftritt, gehört daher zu letzteren.

Die Tabelle III gibt in Reihe a die Werte von $[F_2\ \text{Stahl}]_s$, vermindert um das zugehörige parallelgeschaltete $[F_5\ \text{Messing}]_{20}$, in den Reihen b und c die Werte zweier Meßreihen von $[F_3$ Kupfer$]_s - [F_5\ \text{Messing}]_{20}$ und in Reihe d die Werte von $[F_4\ \text{Stahl}]_s - [F_5\ \text{Messing}]_{20}$. Die Messungen erfolgten erst nach Einbrennen mit 100 Funken höchster Spannung und natürlich ohne gegenseitige Belichtung.

1) Die Bestaubung war ungewöhnlich klein — weiter, hoher Kellerraum, kein Verkehr, also stagnierende Luft geringer Temperaturschwankung, jedes Rauchen im Raum und den Nebenräumen streng verboten. Zudem war ja, als Schutz gegen störendes Seitenlicht und Reflexstrahlung an Zimmerwänden und Gegenständen der Käfig der Meßfunkenstrecke dauernd von außen bis auf einen 5 cm breiten Schlitz mit schwarzem Samt umhüllt.

Tabelle III

$[F_2$ Stahl$]_s$ $[F_3$ Kupfer$]_s$ $[F_4$ Stahl$]_s$	a $[F_2$ Stahl$]_s$ minus $[F_5'$ Messing$]_{20}$	b_1 $[F_3$ Kupfer$]_s$ minus $[F_5'$ Messing$]_{20}$	b_2 $[F_3$ Kupfer$]_s$ minus $[F_5'$ Messing$]_{20}$	c $[F_4$ Stahl$]_s$ minus $[F_5'$ Messing$]_{20}$
0,7562	−0,0075	−0,0044	—	−0,0072
0,9985	+0,0821	+0,0183	+0,0216	−0,0041
1,2619	+0,2379	+0,0968	+0,0966	+0,0204
1,4960	+0,4168	+0,2237	+0,2192	+0,0943
1,7666	+0,6366	—	+0,3968	+0,2268
2,0510	+0,8871	—	+0,6080	+0,4478
2,2552	+1,0445	—	—	—
2,4950	+1,2483	—	—	—
In der Lampe	$[F_2$ Stahl$]_s$	$[F_3$ Kupfer$]_s$		$[F_4$ Stahl$]_s$
Knickstelle	0,75 cm	0,92 cm		1,23 cm

Die durch Vorzeichenänderung kenntliche Lage der Knickstelle ist am Fuße der Reihen nach graphischer Ermittlung genauer angegeben. Es gilt: Meine Knickstellen liegen im engen Käfig (8 cm Durchmesser) tiefer als bei Schlagräumen im Freien.

Bemerkt sei, daß Reihe a noch eine zweite Knickstelle für Stahlkugeln von 2 cm Durchmesser zu zeigen scheint; man wird aber bei Messungen größere Schlagweiten vermeiden, um so mehr, als bei diesen auch andere Störungen auftreten[1]).

C. Strahlwirkung von Funken zwischen Kugeln bei Gleichstrom, Abstands- und Intensitätsgesetz

Die großen Schwankungen der Intensität des Strahlers einerseits, der Empfindlichkeit des Empfängers andererseits macht sich in der von beiden abhängigen Strahlwirkung W, d. h. in den Werten von $(s_{max} - s_{norm})$, doppelt geltend. Die Unsicherheit der nachstehend aus dem Beobachtungsmaterial gezogenen Gesetzmäßigkeiten ist also, besonders in den Zahlwerten der Konstanten, groß, und es erscheint daher erwünscht, wenigstens einen größeren Teil des Beobachtungsmaterials zu eigener Orientierung ausführlich mitzuteilen.

In Tabelle IV strahlen frische Stahlkugeln von 2 cm Durchmesser in der Lampe, es strahlte also $[F_2$ Stahl$]_s$, in Tabelle V strahlten nach mehrtägiger Pause und einigen Zwischenversuchen die gleichen, aber gealterten Stahlkugeln; die zeitliche Reihenfolge der einzelnen Messungen ist numeriert. In Tabelle VI standen recht alte Stahlkugeln von 4 cm Durchmesser in der Lampe, also strahlte $[F_4$ Stahl$]_s$. Die untenstehende Anode des Strahlers war geköfigt, der Käfig des Empfängers geerdet. Der Abstand A des Strahlers vom Empfänger ist in den Tabellen oben angegeben; er betrug 0,25–8 m. Der Empfängerfunken war stets durch 6250 cm wirksame Kapazität gespeist, der Strahler durch 5500 cm, nur bei Reihe c von Tabelle V war der Strahlfunken durch 16500 cm, bei Reihe d von Tabelle V durch 2040 cm Kapazität gespeist. Angegeben ist in den Tabellen zu der Schlag-

Tabelle IV

Strahler $[F_2$ Stahl, neu$]_s$ Empfänger $[F_5'$ Messing, alt$]_{20}$

$[F_2$ Stahl, neu$]_s$	a			b		
	Nr.	$A = 0{,}25$ m		Nr.	$A = 0{,}50$ m	
cm		s_{norm} cm	$s_{max} - s_{norm}$ μ		s_{norm} cm	$s_{max} - s_{norm}$ μ
0,7562	6	0,7636	1118	14	0,7673	959
0,9985	5	0,9215	1658	13	0,9212	1345
	4	0,9305	1568	1	0,9240	1300
	3	0,9215	1705			
1,2619	7	1,0257	1783	10	1,0184	1445
1,4960	8	1,0786	1878	11	1,0777	1654
1,7666	9	1,1350	1799	12	1,1277	1505
2,0510	—	—	—	2	1,1848	1451

1) Von 1,5 cm und mehr an kann der axialen Funkenbildung aus Anfangspannung heraus, d. h. ohne Vorbüschel, doch eine Büschelbildung nach den Seiten hin an der oberen Elektrode vorangehen, ja, es können sich, von dieser ausgehend, stark gekrümmte Funken seitlich der Achse vorzeitig bei niedrigen Spannungen bilden. Diese sind die Vorläufer der Funken von der oberen Kugel nach dem Käfig bei noch höheren Spannungen.

Tabelle V

Strahler $[F_2$ Stahl, alt$]_8$ Empfänger $[F_5'$ Messing, alt$]_{20}$

$[F_2$ Stahl, alt$]_8$	a			b			c			d			e		
	Nr.	$A = 0{,}50$ m		Nr.	$A = 1{,}00$ m		Nr.	$A = 1{,}00$ m		Nr.	$A = 1{,}00$ m		Nr.	$A = 2{,}00$ m	
		s_{norm} cm	$s_{max} - s_{norm}$ μ		s_{norm} cm	$s_{max} - s_{norm}$ μ		s_{norm} cm	$s_{max} - s_{norm}$ μ		s_{norm} cm	$s_{max} - s_{norm}$ μ		s_{norm} cm	$s_{max} - s_{norm}$ μ
0,7562	86	0,7556	948	43	0,7683	614	55	0,7585	879	71	0,7572	566	31	0,7619	622
				49	0,7589	740							38	0,7671	591
0,9985	87	0,9107	1116	47	0,9197	804	54	0,9166	1069	72	0,9132	676	29	0,9129	680
				48	0,9205	928							28	0,9114	596
													30	0,9132	644
1,2619	88	1,0167	1322	41	1,0426	915	51	1,0343	1303	73	1,0190	763	32	1,0203	737
				50	1,0351	983	58	1,0144	1230						
				66	1,0174	979	67	1,0181	1211						
1,4960	89	1,0727	1336	39	1,1007	1159	52	1,0750	1311	74	1,0647	956	22	1,0759	988
	82	1,0681	1393	65	1,0722	1062	52	1,0736	1317				33	1,0758	884
				81	1,0733	995									
1,7666	90	1,1234	1354	40	1,1516	1122	53	1,1368	1258	70	1,1219	876	27	1,1250	837
	83	1,1281	1339	62	1,1281	1143	63	1,1287	1327	75	1,1294	864	21	1,1324	801
				68	1,1262	1128	69	1,1313	1280				34	1,1319	792
2,0510	91	1,1688	1375	44	1,1835	1159	56	1,1638	1422	76	1,1617	1010	26	1,1622	965
	84	1,1677	1389	61	1,1582	1118	59	1,1637	1431				35	1,1654	969
				79	1,1658	1196									
2,2552	93	1,1960	1503	45	1,2107	1304	57	1,2001	1500	77	1,1870	1050	—	—	—
	92	1,1922	1338	60	1,1937	1139									
	85	1,2074	1440												
2,4950	94	1,2364	1363	46	1,2556	1160	—	—	—	78	1,2401	1093	25	1,2223	875

Tabelle VI

Strahler [F_4 Stahl]$_8$ Empfänger [F'_5 Messing, ganz alt]$_{20}$

[F_4 Stahl]$_8$ cm	a $A = 0{,}50$ m Nr.	s_{norm} cm	$s_{max} - s_{norm}$ μ	b $A = 1{,}00$ m Nr.	s_{norm} cm	$s_{max} - s_{norm}$ μ	c $A = 1{,}00$ m Nr.	s_{norm} cm	$s_{max} - s_{norm}$ μ	d $A = 2{,}00$ m Nr.	s_{norm} cm	$s_{max} - s_{norm}$ μ	e $A = 4{,}00$ m Nr.	s_{norm} cm	$s_{max} - s_{norm}$ μ	f $A = 8{,}00$ m Nr.	s_{norm} cm	$s_{max} - s_{norm}$ μ
0,7562	114	0,7629	984	113	0,7618	850	134	0,7574	827	120	0,7674	666	121	0,7675	377	126	0,7667	238
							140	0,7530	821							128	0,7692	256
0,9085	115	0,9087	1303	111	0,9026	1022	133	0,9050	1066	119	1,0094	874	122	1,0107	551	125	1,0077	446
							138	0,9071	1034							129	1,0094	495
							139	0,9071	1075									
1,2619	116	1,2474	1458	112	1,2457	1152	131	1,2313	1233	118	1,2437	1164	123	1,2422	733	124	1,2490	509
	117	1,2437	1422				132	1,2322	1187							127	1,2490	473
							137	1,2396	1235							130	1,2428	474
1,4960	—	—	—	—	—	—	136	1,4017	1479	—	—	—	—	—	—	—	—	—
							142	1,4107	1361									
1,7666	—	—	—	—	—	—	135	1,5398	1557	—	—	—	—	—	—	—	—	—
2,0510	—	—	—	—	—	—	141	1,6032	1433	—	—	—	—	—	—	—	—	—

weite des Strahlfunkens in der Lampe in Zentimetern in den einzelnen Reihen je die Versuchsnummer, die Schlagweite des unbestrahlten Empfängers [F' Messing]$_{20}$, also s_{norm}, in Zentimetern und die Wirkung W gleich $(s_{max} - s_{norm})$ in Tausendstel Millimetern. Die Raumtemperatur lag stets zwischen 18 und 20° C, der Luftdruck zwischen 74 cm Hg und 75 cm Hg.

Den Tabellen ist zu entnehmen:

1. Die allgemeine Meßunsicherheit durch Vergleich der Werte unter gleichen Bedingungen, bei nahe gleicher Versuchsnummer; sie ist für s_{norm} absolut größer als für $(s_{max} - s_{norm})$, d. h. z. B., zu einem herausfallenden s_{norm} gehört meist auch ein gleichsinnig herausfallendes s_{max}.

Fig. 2. Knickstellen der Funkenspannung und der Strahlwirkung.

2. Der schon in den vorangehenden Abschnitten besprochene Einfluß des Alterns, besonders durch Vergleich von Reihe b (Tabelle IV) mit der viel gealterteren Reihe a (Tabelle V) und auch sonst durch Vergleich von Einzelwerten gleicher Art, nur mit verschiedener Versuchsnummer.

Die Tabelle II gab für das Altern der Anfangsspannung Mittelwerte von s_{norm}, die den

Tabellen IV und V entnommen waren unter Hinzunahme weiterer nicht veröffentlichter Versuchsdaten.

3. Auch die Werte von Tabelle III stammen zumeist aus Tabelle IV, V und VI. Die Änderung des Verhaltens der Funkenspannung an den Knickstellen kann man auch durch Darstellung von $dP : dF$, worin P die zu F gehörige Funkenspannung bedeutet, hervortreten lassen.

In Fig. 2 ist, als Ersatz für $dP : dF$, in der stark ausgezogenen Kurve Va der Verlauf der Zuwüchse von $[F_5'$ Messing$]_{20}$ angegeben, welche zu je 0,25 cm Zunahme von $[F_2$ Stahl$]_2$ gehörten; die Werte sind Tabelle V, Reihe a, entnommen. Bis zur ersten Knickstelle bei etwa 0,75 cm gilt angenähert Gleichung (1). Oberhalb 2 cm nähert man sich einer zweiten Knickstelle[1]).

4. Auch die Abhängigkeit der Strahlwirkung W, d. h. der Werte $(s_{max} - s_{norm})$, von der Strahlfunkenlänge zeigt, wie auch schon früher nachgewiesen, Knickstellen, also ein abschnittweise verschiedenes Verhalten (siehe die stark gestrichelte Kurve Va, welche Tabelle V, Reihe a, entnommen ist, und die stark gestrichelte Kurve Vb aus Tabelle V, Reihe b).

5. Aus den Tabellen ist weiter zu ersehen, daß die Strahlwirkung W in roher Annäherung proportional der Schlagweite des Empfängers ist, d. h.

$$W = W_1 \cdot [F_5' \text{ Messing}]_{20} , \qquad (2)$$

also auch roh proportional der Spannung. Die Annäherung ist unterhalb der Knickstelle des Strahlers besser als oberhalb.

6. Mit dem Abstand A ändert sich die Beleuchtungsstärke B, wir haben

$$B_1 : B_2 = A_2^2 : A_1^2 \qquad (3)$$

für die Beleuchtungsstärken B_1 und B_2 im Abstand A_1 und A_2.

7. Für die Abhängigkeit der Strahlwirkung W, d. h. von $(s_{max} - s_{norm})$, vom Abstand A finde ich

$$\log W \equiv \log (s_{max} - s_{norm}) = a - b \cdot \sqrt{A} . \qquad (4)$$

Speziell für die Strahlung der Stahlkugeln von 4 cm Durchmesser mit Kapazität 5500 cm gilt (nach den Werten der Tabelle VI, W in μ, A in m):

Für F_1^* gleich 0,756 cm mit P_4 gleich 24,70 kV ist $\log W = 3{,}188 - 0{,}285 \cdot \sqrt{A}$, also

$$W_{max} = 1540\,\mu ;$$

für F_1^* gleich 0,998 cm mit P_4 gleich 31,89 kV ist $\log W = 3{,}283 - 0{,}257 \cdot \sqrt{A}$, also

$$W_{max} = 1920\,\mu ;$$

für F_1^* gleich 1,261 cm mit P_4 gleich 38,97 kV ist $\log W = 3{,}375 - 0{,}243 \cdot \sqrt{A}$, also

$$W_{max} = 2370\,\mu .$$

8. Die Gleichung (4) enthält die physikalisch wichtige Tatsache, daß für gesteigerte Beleuchtungsstärke B die Wirkung $(s_{max} - s_{norm})$ einem oberen Grenzwerte W_{max} zustrebt,

$$W_{max} = 10^a \qquad (4^*)$$

als Grenzwert für $A = 0$ bzw. $B = \infty$. Für die Stahlkugeln F_1^* ist (W_{max} in μ, P_4 in Volt)

$$P_4 = 16{,}41 \cdot W_{max} . \qquad (2^*)$$

Die Gleichung (2) erscheint als eine wegen der Inkonstanz von b nur angenäherte Folge hiervon.

9. Die Größe b in Gleichung (4) muß bei festgehaltenem Abstand A und dabei gesteigerter Beleuchtungsstärke B, also bei gesteigerter Helligkeit I eines spektral gleichbleibenden F_1^* abnehmen; für B bzw. I gleich Unendlich wird b gleich Null.

Allgemein folgt

$$b_2 : b_1 = \sqrt[4]{I_1} : \sqrt[4]{I_2} \qquad (4^{**})$$

für bestimmtes A.

10. Ändert eine Strahlquelle ihre Intensität, so ändert sich im gleichbleibenden Abstand die Beleuchtungsstärke und damit die Strahlwirkung. Erfolgte die Intensitätsänderung ohne Änderung der Lichtqualität (der spektralen Verteilung), so wird

$$\frac{I_1}{I_2} = \left[\frac{\log W_2 - \log W_1}{b_1 \sqrt{A_1}} + 1 \right]^4 \qquad (5)$$

sein; Gleichung (5) läßt aus zwei im gleichen Abstand A_1 gemessenen Strahlwirkungen W_2 und W_1 das Intensitätsverhältnis $I_1 : I_2$ der Strahler bei Kenntnis von b_1 berechnen: Photometrisches Grundgesetz der Strahlwirkung.

---

1) Im größeren Käfig kommt man (ohne Entladungen nach den Sprossen) bis zu größeren Strahlfunkenlängen. Zur Ergänzung und zum Vergleich sind in Fig. 2 noch drei aus Messungen in einer älteren Arbeit (aus Max Toepler, Physik. Zeitschr. **35**, 164, 1934, Tabelle I und II) gewonnene Kurven schwach eingezeichnet. Hier war der Strahler $[F_2$ Messing$]_{20}$, d. h. Messing statt Stahl, Käfigdurchmesser 20 cm statt 8 cm, dazu lagen Strahlfunken und Meßfunken parallel, ihr Abstand A betrug 0,31 m statt 0,50 cm.

Die schwach ausgezogene Kurve I in Fig. 2 gilt für gekäfigte Anode, der zweite Knick tritt klar hervor. Die schwach strichpunktierte Kurve II in Fig. 2 gilt für gekäfigte Kathode. Man sieht, daß oberhalb des zweiten Knicks beide Kurven auseinanderklaffen, d. h. daß positive und negative Funkenbildung völlig verschiedenen Gesetzen gehorchen.

Die schwach gestrichelte Kurve I in Fig. 2 gibt die Strahlwirkung bei gekäfigter Anode.

11. Definiert man die Intensität zweier Strahler verschiedener Qualität dann als gleich, wenn sie am gleichen Empfänger die gleiche Strahlwirkung geben, so gibt Gleichung (5) auch für Strahler verschiedener Lichtqualität das Intensitätsverhältnis.

12. Rechnet man aus den Reihen b, c und d in Tabelle V für die Kapazitäten 5500 cm, 16500 cm und 2040 cm die Intensitäten mittels der Gleichung (5), so erhält man (freilich nur in roher Annäherung durch die Messungen belegt)

$$I_1 : I_2 : I_3 = C_1 : C_2 : C_3 . \qquad (6)$$

Die Strahlintensität von $[F_2^*$ Stahl$]_s$ ist, wenigstens in roher Annäherung, proportional der den Strahler speisenden Kapazität.

Zusammenfassung

Die Funkenlampe, eine handlich eingerichtete Strahlfunkenstrecke, wird geschildert. Der Verlauf der Funkenspannung und die Lage der Knickstelle für verschiedene Elektroden in der Funkenlampe werden bestimmt. Ältere Angaben über Altern von Anfangsspannungen werden ergänzt, das Alter läßt sich nicht wegputzen. Verschiedene Gesetze für die Strahlwirkung (von Funken an Stahlkugeln bei Gleichspannung) werden gewonnen, darunter das Abhängigkeitsgesetz der Senkung der Funkenspannung von der Belichtungsstärke, also auch von der Intensität des Strahlers; letztere ist proportional der den Strahler speisenden Kapazität.

Dresden, März 1938.

(Eingegangen 5. Mai 1938)

Quasi-kristalline und kristalline Flüssigkeiten

Von F. C. Frank (Oxford)

1. Es zeigt sich gelegentlich in Diskussionen über Flüssigkeitsstruktur, daß gewisse Schwierigkeiten bestehen können, die Theorie der quasikristallinen Struktur in normalen Flüssigkeiten mit der Existenz von wahren kristallinen Flüssigkeiten zu vereinbaren, die in einem scharfen Punkt in den normalen Flüssigkeitszustand übergehen. Es soll der Zweck des folgenden Artikels sein, an Hand einiger Hilfsbegriffe diesen scheinbaren Widerspruch aufzuklären, indem, kurz gesagt, diese Umwandlung in Analogie zum Übergang von einer glatt verlaufenden chemischen Kettenreaktion zu einer Explosion gesetzt wird. Wir betrachten zunächst Substanzen, die eine nematische Mesophase bilden. Hierfür ist p-Azoxyanisol das charakteristische Beispiel. Die im wesentlichen zu erklärenden experimentellen Tatsachen sind folgende:

Die Haupteigenschaft einer kristallinen Flüssigkeit ist optische Anisotropie, die einen gewissen Parallelismus der Moleküle über Entfernungen größer als eine Lichtwellenlänge bedeuten muß, d. h. also im allgemeinen über wenigstens 200 Moleküldurchmesser[1]). Dagegen zeigen Röntgenstreuungsdiagramme keine oder sehr wenig Änderung am Umwandlungspunkt (wenn äußere Richtungskräfte vermieden werden)[2]). Das muß bedeuten, daß bei der Umwandlung fast keine sprungartige Änderung in der gegenseitigen Lage von nicht entfernten Molekülen eintritt. Es existiert jedoch eine ganz kleine, aber wohlbestimmte Umwandlungswärme[3]).

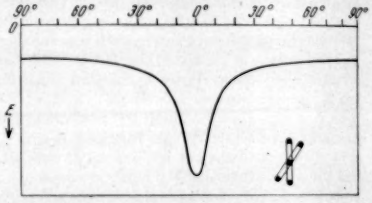


Fig. 1. Potentielle Energie zweier langgestreckter Moleküle als Funktion des Winkels. Zur Berechnung wurde angesetzt: Länge = 10 × nächster Abstand; Potentielle Energie in der parallelen Stellung besteht zur Hälfte aus Anziehung zwischen je drei anziehenden Punkten in jedem Molekül, zur Hälfte aus Anziehung verteilt über die ganze Moleküllänge; Potentielle Energie $\sim r^{-6}$. Die Moleküle liegen mit ihren Mittelpunkten aufeinander.

2. Die Moleküle einer eine kristalline Flüssigkeit bildenden Substanz sind ausnahmslos von solcher Form, daß es plausibel ist, daß der parallelen Lage von zwei benachbarten Molekülen ein sehr scharfes Minimum der potentiellen Energie entspricht (s. Fig. 1). Deswegen können wir die Beschreibung zunächst so vereinfachen, daß wir die Moleküle als parallel oder nichtparallel klassifizieren ohne Rücksicht auf die wirkliche kontinuierliche Verteilung kleiner Abweichungen vom Parallelismus, die wir weiter unten in einem etwas verfeinerten Bild betrachten werden. Abgesehen nun von unwesentlichen Zufällen wird der Parallelismus von zwei nichtbenachbarten Molekülen nur bedingt durch die Existenz

1) Die Entfernungen sind oft größer und eigentlich mehr oder weniger zufällig durch äußere Umstände und hydrodynamische Wirkungen bedingt.

2) W. Kast, Ann. d. Phys. (5) **19**, 571, 1934; G. W. Stewart, J. Chem. Phys. **4**, 231, 1936.

3) K. Kreutzer und W. Kast, Naturwiss. **25**, 233, 1937.

einer dazwischenliegenden Kette von parallelen benachbarten Molekülen. Solche Ketten findet man in Modellversuchen, wie z. B. von Rehaag und Stuart[1]), die eigentlich die Anregung zu dieser Betrachtung gaben.

Um ein Maß für die Ausdehnung des Parallelismus zu geben, können wir einen „Halbwertabstand" $r_{1/2}$ so definieren, daß zwei beliebig gewählte Moleküle in einem Abstand $r_{1/2}$ voneinander die Wahrscheinlichkeit 1 : 2 haben, parallel zu sein. Mit einem entsprechend definierten „Ein-Prozent-Abstand" $r_{1/100}$ erkennen wir besser eine wichtige Eigenschaft dieses Wertes. Wenn nämlich $r_{1/100}$ so klein ist, daß an einer Kugeloberfläche vom Radius $r_{1/100}$ mit irgendeinem beliebig gewählten Molekül als Mitte weniger als 100 Moleküle vorhanden sind, so ist es unwahrscheinlich, daß eine Kette paralleler Moleküle von der Mitte ihren richtenden Einfluß in eine größere Entfernung, als diesem Radius entspricht, fortsetzen wird.

Wir können nun hiervon noch eine einfachere und direktere Beschreibung geben, welche es einzusehen gestattet, wie stetig sich verändernde Verhältnisse zwischen benachbarten Molekülen eine unstetige Änderung in den makroskopischen Eigenschaften, d. h. eine Umwandlung der beobachteten Art, erzeugen können.

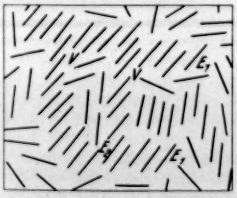


Fig. 2. An dieser zweidimensionalen Zusammenstellung stäbchenförmiger Moleküle sind zwei große Parallelismusketten erkennbar. An der größeren sind zwei Verzweigungen (V), zwei Abbrüche (E_1) und ein Ringschluß (E_2) vermerkt.

3. An jedem Glied einer Parallelismuskette kann dreierlei passieren: entweder die Kette bricht ab, oder sie wird fortgesetzt, oder sie verzweigt sich (siehe Fig. 2). (Letzteres heißt, ein Molekül hat drei parallele Nachbarn. Vier oder mehr sind auch möglich, aber eine solche Doppelverzweigung bringt nichts prinzipiell Neues mit sich. Um die Mehrfachverzweigung zu berücksichtigen, schreibt man $V_1 + V_2 + \ldots$ bzw. $V_1 + 2\,V_2 + \ldots$ anstatt V in den folgenden Formeln.) Die Wahrscheinlichkeiten der drei Ereignisse: Kettenende, Fortsetzung und Verzweigung seien: E, F und V. Ringschließung beendet zwei Ketten und wird unter E mitgezählt; nötigenfalls wird es als E_2 ausgezeichnet. E_1 ist dann die Wahrscheinlichkeit, daß eine Kette einfach durch Unordnung abbricht. Für die Summe dieser 3 Wahrscheinlichkeiten gilt offenbar: $E + F + V = 1$. Besondere Bedeutung besitzt nun das Verhältnis V/E. Solange es kleiner als 1 bleibt, auch wenn F noch so groß ist, muß jedes Kettengebilde schließlich aussterben, und der Parallelismus zu irgendeinem bestimmten Molekül bleibt auf ein endliches Raumgebiet beschränkt. Aber wenn sich V/E dem Wert 1 nähert, sei F groß oder klein, so wächst die Ausdehnung des Parallelismus außerordentlich rasch.

Für den Fall $V/E = 1$ (größer kann es nicht werden) wird die Ausdehnung des Parallelismus unendlich. Nebenbei bemerkt, kann diese unendliche Ausdehnung im Prinzip einem weitvariierenden „Grad" von Parallelismus entsprechen, der hoch mit kleinem, niedrig mit großem E, ist. Hierbei verstehen wir unter Grad den Bruchteil der Moleküle, die am Parallelismus beteiligt sind.

Wenn V/E sich 1 annähert, wird sein Wert überwiegend durch E_2 bestimmt wegen der Bildung eines Netzes von vielfach gebundenen Ketten. Es lohnt sich deshalb, eine Teilung von E vorzunehmen. E_2, die Wahrscheinlichkeit von Kettenbruch durch Ringschließung, wird getrennt in Teile, die kurzen und langen Ringen entsprechen. Wir wollen $E_{2,\mathrm{kurz}}$ die Wahrscheinlichkeit für kurze Ringe bis zu sechs Gliedern, und $E_{2,\mathrm{lang}}$ die für längere nennen. Dann beschreibt $E/(E_1 + E_{2,\mathrm{kurz}})$ die Verhältnisse zwischen nicht weit entfernten Molekülen, während $E_{2,\mathrm{lang}}$ mit den entfernten zusammenhängt, also vom Gesamtsystem abhängen kann. Man wird eine kontinuierliche Zunahme von $V/(E_1 + E_{2,\mathrm{kurz}})$ mit sinkender Temperatur oder abnehmendem Volumen erwarten. Im Gegensatz zu V/E kann $V/(E_1 + E_{2,\mathrm{kurz}})$ größer als 1 werden. Wenn es sich einem gewissen kritischen Wert etwas größer als 1 nähert, bei dem V/E gerade gleich 1 wird, fängt $r_{1/100}$ an mit rasch zunehmender Geschwindigkeit zu steigen, genau wie aus einer chemischen Kettenreaktion unter kritischen Bedingungen, die der Form nach in gleicher Weise definiert sind, eine Explosion sich entwickelt. Man erhält also einen scharfen makroskopischen Übergang von einem quasikristallinen zu einem kristallinen Zustand bei kontinuierlicher Änderung der Verhältnisse nahe benachbarter Moleküle ($V/E_1 + E_{2,\mathrm{kurz}}$).

4. Wir wollen jetzt eine Verfeinerung unseres Bildes vornehmen, indem wir den Einfluß kleiner

[1]) H. Rehaag und H. A. Stuart, Physik. Zeitschr. **38**, 1027, 1937.

Abweichungen vom Parallelismus betrachten, welche immer an jeder Stufe vorhanden sind. Hier scheint zunächst eine ernste Schwierigkeit zu bestehen; denn falls eine Ablenkung von nur 5° an jedem Kettenglied möglich ist, so können schon 18 Glieder eine Drehung von 90° erzeugen.

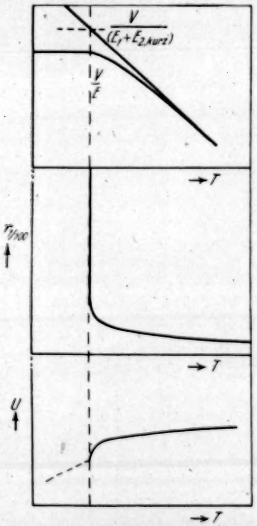


Fig. 3. Schematisch.

Also scheint eine einzelne Folge fast paralleler Moleküle nicht imstande zu sein, den richtenden Einfluß eines einzelnen Moleküls ins Unendliche fortzupflanzen, auch nicht mit Sicherheit in die nötige Minimalentfernung von 200 Molekülängen. In Wirklichkeit ist es nicht so schlimm. Einmal ist es ein äußerst seltener Fall, daß alle Abweichungen in derselben Richtung wirken, und dann gibt es selbst bei nur 18 Gliedern schon zahlreiche Gelegenheiten für mehrfache Bindung (d. h. Verzweigung und Ringschluß), falls V nicht zu klein ist. Mehrfache Bindung spielt also jetzt eine viel größere Rolle als vorhin, wo Ringschluß bloß als eine zweite Art von Kettenabbruch aufgefaßt wurde. Fälle wie Fig. 4a werden nur selten vorkommen. Vielmehr werden die Ketten, wenn sie sich wieder treffen, ehe eine große Ablenkung von der ursprünglichen Richtung eingetreten ist, sich gegenseitig beeinflussen und wieder vereinigen wie in Fig. 4b. Weil es unwahrscheinlich ist, daß beide dieselbe Ablenkung erlitten haben, werden etwa eingetretene Fehler teilweise ausgeglichen. Jede mehrfache Bindung also verhilft zu vollkommenerem Parallelismus. Wenn die Ausdehnung des Parallelismus wächst,

Fig. 4a. Zwei Ketten vom selben Anfangspunkt kommen nicht zur Zusammenwirkung, wo sie sich wiedertreffen, — ein seltener Fall.

Fig. 4b. Zwei Ketten treffen sich wieder, wirken zusammen und korrigieren dabei ihre Abweichungen

nehmen immer gleichzeitig die mehrfachen Bindungen in den inneren Gebieten der „Parallelismus-Atmosphäre" zu, und dadurch auch die Vollendung des Parallelismus. Es sei wieder nebenbei bemerkt, daß wir jetzt drei jedenfalls zum Teil trennbare Kennzeichen des Systems erkannt haben, nämlich: Ausdehnung, Grad und Vollendung des Parallelismus.

5. Diese Zunahme der Vollendung muß sich in den energetischen Eigenschaften des Systems spiegeln. In der einfacheren Betrachtung von Abschnitt 3 lag der einzige Grund für eine Umwandlungswärme in der Zunahme der Größe der mittleren Gliederzahl der Familie paralleler Moleküle und der daraus folgenden Abnahme von energetisch weniger günstigen Grenzgebieten. Jetzt kommt Zunahme der Vollendung des Parallelismus hinzu. Es scheint möglich, daß diese eine solche Beschleunigung im Wachstum von r verursachen kann, daß ein Bereich von Zwischenzuständen instabil und nicht realisierbar wird. Die Umwandlung wäre dann eine der

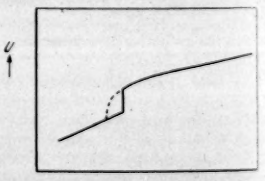


Fig. 5. Schematisch.

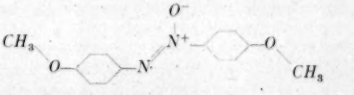
ersten Art (siehe Fig. 5). Die Verschiedenheit der Umwandlungsarten ist nicht so wesentlich, wie sie gelegentlich angesehen wird. Bei kristallinen Flüssigkeiten bietet es in manchen Fällen jedenfalls Schwierigkeit, festzustellen, welche Art von

Umwandlung vorliegt[1]). Unsere Betrachtungsweise läßt ganz unberührt die Vermutung Kasts, daß gewisse innere Molekülrotationen erst am Übergangspunkt angeregt werden[2]). Vielleicht kommt das oft vor; die Begründung durch den Unterschied in der spezifischen Wärme ist jedoch unsicher, weil Messungen der Doppelbrechung an der Mesophase eine rasche Strukturverbesserung (Erhöhung des Grades des Parallelismus) mit absinkender Temperatur zeigen.

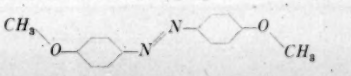
Die Energiekurve links vom Umwandlungspunkt ist nur mit einer gestrichelten Linie angedeutet, weil unsere Betrachtungsweise nichts Zuverlässiges darüber sagt. Wir haben es dort, mathematisch gesehen, mit einer Reihe zu tun, deren Konvergenz wir nicht beweisen können. Die Wahrscheinlichkeit, z. B. daß zwei entfernte Moleküle gegenseitig ihre Orientierungen beeinflussen, wird plausibel mit einem umgekehrt quadratischen Gesetz (oder mit einem noch flacheren Abfall) angenähert; die Anzahl Moleküle in einer Entfernung r von einem als Mittelpunkt genommenen ist jedoch proportional r^2. So erkennt man, daß wir niemals den Einfluß des entferntesten Bereiches in der Substanz vernachlässigen können. Dies ist keine fiktive mathematische Schwierigkeit. Im Gegenteil, es ist eine vollkommen bekannte Eigenschaft einer kristallinen Flüssigkeit, daß ihr Verhalten überall sehr von den Oberflächenbedingungen abhängt.

6. Die Art der Beschreibung, die wir für die Flüssigkeit gewählt haben, führt leicht zu einem Bild von durcheinander geflochtenen Bäumen, gebildet aus verzweigenden Ketten geordneter Moleküle. Dieses dürfte wohl der Wirklichkeit in manchen Fällen nahe kommen, besser jedenfalls als das gelegentlich angenommene Gebilde mikrokristalliner Blöcke. Die Definitionen sind jedoch ganz allgemein. Wo wir von einem Zentralmolekül geredet haben, ist ein willkürlich gewähltes gemeint, und Form und Größe des Baumes sind nur statistisch bestimmt. Auch das Blockmodell paßt in dasselbe Schema. Es ist der Fall, in welchem V und E_3 groß und F sehr klein ist. Jedoch scheint es wahrscheinlich, daß eine kristalline Flüssigkeit nur gebildet wird, wenn E_1 und F merkliche Werte haben. Werden die gebildeten Blöcke zu vollkommen, so muß die Umwandlung zum wahren Kristall führen.

Dieselbe Betrachtungsweise mit den verzweigenden Ketten läßt sich auch auf andere kristalline Eigenschaften als Parallelismus anwenden. Dies könnte z. B. notwendig sein für eine richtige Behandlung von smektischen anisotropflüssigen Phasen, in welchen die Moleküle außerdem mit ihren Enden zusammenfallen müssen. Erklärungen für die bekannten Zusammenhänge zwischen Molekülform und Neigung zur Bildung kristalliner Flüssigkeiten liegen nun nahe. Starre Langstreckung ist natürlich eine notwendige Vorbedingung. Parallelismus kann sich dann ohne weiteres in den Richtungen senkrecht zu der Molekülachse ausdehnen. Aber um eine nematische kristalline Flüssigkeit zu bilden, muß sich der Parallelismus auch in der Richtung der Parallelismusachse selbst ausbreiten können. Dazu müssen zwei Moleküle sich parallel halten können, auch wenn sie nur zu einem gewissen Bruchteil, etwa zur Hälfte, in der Längsrichtung übereinandergreifen. Das ist im allgemeinen nur möglich, wenn die Moleküle drei oder mehr anziehende Punkte (Dipolgruppen oder besonders polarisierbare Gruppen) besitzen. Paraazoxyanisol



z. B. erfüllt diese Bedingung, Paraazoanisol



jedoch nicht. Die anziehenden Punkte sind nur entbehrlich, wenn die Moleküle außerordentlich lang sind (Quinquiphenyl

z. B.). Solche Substanzen können gelegentlich auch smektische kristalline Flüssigkeiten bei niedrigeren Temperaturen bilden. Diejenigen, die nur eine smektische Mesophase zeigen, sind solche mit nur einem Anziehungspunkt pro Molekül. Die Salze von langkettigen Fettsäuren z. B. verhalten sich so, weil sie Doppelschichten bilden, in denen ionisierte Gruppen zusammenliegen. Die Verzweigung kann also in zwei Dimensionen geschehen, aber da die Moleküle in der Längsrichtung kaum gegenseitig verschiebbar sind, setzt sich die Verzweigung nicht auch in die dritte Dimension fort. Eine gewisse Unordnung muß auch in den Schichten bleiben, um zu verhindern, daß die schwachen ordnenden Kräfte zwischen den Endgruppen zweier übereinanderliegender Schichten (oder Doppelschichten) nicht

1) Vgl. A. Müller, Proc. Roy. Soc. (A) **138**, 514, 1932 und W. L. Bragg und E. J. Williams, Proc. Roy. Soc. (A) **145**, 699, 1934, für experimentelle bzw. rechnerische Fälle, in denen eine Umwandlung mit oder ohne Sprung in der Energie vor sich geht, je nach dem Wert von einem Parameter.

2) W. Kast, Physik. Zeitschr. **38**, 627, 1937; Naturwiss. **25**, 234, 1937.

doch zur Geltung kommen, wie sie schließlich müßten, falls sie überall in der gleichen „Periodizitätsphase" wären.

Der Begriff der verzweigenden „Bedingungsketten" muß auch von Wert sein bei der Betrachtung des normalen Erstarrens zum wahren Kristall. Die Schwierigkeiten sind hier jedoch erheblich größer, zum Teil, weil die Umwandlung mit einer größeren sprunghaften Änderung auch in den Verhältnissen zwischen benachbarten Molekülen verbunden ist; in erster Linie aber, weil mehrfache Verkettung unbedingt notwendig ist für die kristalline Ortsbestimmung, d. h. das Aufrechterhalten einer strengen Phasenbedingung in der Ortsperiodizität. Während also in einer quasikristallinen Flüssigkeit die Mehrfachverkettung nicht wesentlich war, in kristallinen Flüssigkeiten als Verfeinerung des erst ohne sie abgeleiteten Bildes eingeführt werden konnte, wird sie in den wahren Kristallen zum wesentlichen Ordnungsprinzip.

7. Zusammenfassung. Mit Hilfe bekannter Kräfte können zwei nicht benachbarte Moleküle nur dadurch sich parallel halten, daß eine „Kette" von unmittelbar benachbarten parallelen Molekülen dazwischen liegt. Eine solche Kette kann an jeder Stelle abbrechen, sich fortsetzen oder verzweigen. Maßgebend für die Ausdehnung des Parallelismus ist das Verhältnis der Wahrscheinlichkeiten von Verzweigung und Abbruch. Ist dies kleiner als 1, dann ist der Parallelismus auf endliche Gebiete beschränkt; ist es = 1, dann kann der Parallelismus sich im Prinzip bis unendlich erstrecken. Diese Betrachtungsweise, welche zeigt, daß im Prinzip stetig veränderliche molekulare Verhältnisse eine unstetige makroskopische Umwandlung erzeugen können, löst in ziemlich einfacher Weise eine langbestehende Verständnisschwierigkeit in der Theorie der kristallinen Struktur in flüssigen Phasen, die neuerdings besonders verschärft worden ist durch den Befund, daß die Röntgenstreuungsbilder von einer Substanz in flüssiger und kristallinflüssiger Form fast identisch sind.

Die Betrachtung kleiner Abweichungen vom Parallelismus an jedem Kettenglied, die verkleinert werden durch mehrfache Kettenverbindungen, ist notwendig, um auch die Umwandlungswärme und unstetige Umwandlung in diese Theorie einzuschließen.

Zum Schluß möchte ich gern Herrn Prof. Debye für die Gastfreundschaft an seinem Institut und meinen Kollegen am Institut, insbesondere den Herren Wirtz und Wefelmeier, für Diskussionen herzlich danken.

Berlin-Dahlem, Kaiser-Wilhelm-Institut für Physik.

(Eingegangen 12. Mai 1938)

Besprechungen

Sämtliche in diesem Heft besprochenen oder vom Verlag angezeigten Bücher sind in allen deutschen Buchhandlungen zu erhalten.

A. Schoch, Die physikalischen und technischen Grundlagen der Schalldämmung im Bauwesen. 8°. 119 S. Mit 87 Abb. Leipzig 1937. S. Hirzel. Leinen RM 6.20.

Die vorliegende Arbeit stellt eine kritische Zusammenfassung der in den letzten Jahren auf dem Gebiete der Schalldämmung gewonnenen Ergebnisse dar. Sie gibt einen Überblick über die für diesen Zweck entwickelten Meßmethöden und beabsichtigt weniger technische Einzelheiten mitzuteilen als vielmehr den Leser in die grundsätzliche Wirkungsweise der Schalldämmittel einzuführen und ihn so in die Lage zu versetzen, die Brauchbarkeit praktisch ausgeführter Schalldämmungen selbständig zu beurteilen.

In einem einleitenden Kapitel erläutert der Verfasser in sehr klarer und anschaulicher Weise für den akustisch nicht vorgebildeten Leser die physikalischen Grundbegriffe der Akustik. Das Verständnis wird durch Abbildungen von Modellversuchen erleichtert. Das zweite Kapitel behandelt die Beziehungen der objektiven, physikalischen Größen zu der subjektiven Empfindung des Schalls, wobei auch die Maßeinheit Phon definiert wird. Die folgenden vier Kapitel befassen sich mit der Schalldämmung selbst. Neben der Schalldämmung in geschlossenen Räumen bespricht der Verfasser besonders ausführlich die Luftschallübertragung durch Wände und erwähnt die heute gebrauchten Meßverfahren. Zahlreiche Kurvendarstellungen erläutern das Gesagte und geben dem Leser ein klares Bild von dem Verhalten der Dämmstoffe in den verschiedenen Anwendungsfällen. Diesem Kapitel folgt schließlich die Besprechung der Körperschalldämmung und der hierfür geeigneten Meßverfahren nebst Angabe von Daten einiger Körperschalldämmstoffe. In Unterabschnitten gibt der Verfasser die Ableitung der Gesetzmäßigkeiten aus der Theorie. Ihr Studium ist für das Verständnis der Arbeit nicht unbedingt erforderlich. Ein ausführliches Literaturverzeichnis, welches das Schrifttum bis 1937 einschließlich berücksichtigt, schließt die Arbeit ab.

So dürfte das Buch allen, die sich mit Schalldämmungsaufgaben zu befassen haben, ein wertvoller Berater sein. K. Th. Kühn

Nachrichten

Habilitiert: An der Technischen Hochschule Dresden Dr.-Ing. Werner Kniehahn in Chemnitz für Feinmechanische Technik, an der Universität Göttingen Dr. Hans Lettré für Chemie.

Ernannt: Der nichtbeamtete a. o. Professor Dr. Rudolf Iglisch zum ord. Professor der Mathematik an der Technischen Hochschule Braunschweig.

Gestorben: Der frühere ord. Honorarprofessor für Meteorologie an der Technischen Hochschule Berlin und Präsident der Internationalen Kommission zur Erforschung der freien Atmosphäre Geh. Regierungsrat Dr. Hugo Hergesell, der frühere ord. Professor der organischen Chemie an der Technischen Hochschule Berlin Geh. Regierungsrat Dr. D. Holde.

Verantwortlicher Schriftleiter: Professor Dr. Dr. h. c. P. Debye, Berlin. — Für den Anzeigenteil verantwortlich: A. Plohmann, Leipzig. — Verlag S. Hirzel, Leipzig C 1, Königstr. 2. — Druck: Bibliographisches Institut AG., Leipzig. — D. A. 1330. I. Vj. 1938. — Zur Zeit gilt Anzeigenpreisliste 3. — Printed in Germany